Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint regelmäßig zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.00 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.00 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 12.80, im Ausland RM 12.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet. Alle Manuskripte und damit zusammenhängenden Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Telefon: Sammel-Nummer 76 01 91, zu senden. — Geschäftliche Mitteilungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 5/6 — Ausgegeben im September 1944 — Nr. 1137/38. Printed in Germany — 45. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. Zehender und A. Kochendörfer, Bestimmung der Mosaikstruktur unverformter Metalle aus der Breite der Röntgenlinien. S. 93—108.

W. Kliefoth, Über den Einfluß der Umstimmung des Auges auf die Wirkung von Filtern. S. 108—122.

A. Budó und I. Kovács, Über die Λ-Verdopplung der $^4\Pi$-Terme. S. 122—126.

F. Rehbein, Untersetzer für den Betrieb von mechanischen Zählwerken. S. 126—132.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10^h 40^{min} für März und April 1944. S. 132.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1944. S. 132—138.

Besprechungen: S. 138.

Bücherliste: S. 138—139.

Veranstaltungen: S. 139—140.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Atelier Hanna Kunsch

Zum 60. Geburtstag

Republication to complete this periodical formerly reproduced and distributed in the public interest by United States Office of Alien Property Custodian.
Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.
Published by J. W. EDWARDS, *PUBLISHER*, for Foreign Periodicals, Inc., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 5/6 — 15. Mai 1944 — Redaktionsschluß für Nr. 7 am 1. Mai 1944 — 45. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. Zehender und A. Kochendörfer, Bestimmung der Mosaikstruktur unverformter Metalle aus der Breite der Röntgenlinien. S. 93.

W. Kliefoth, Über den Einfluß der Umstimmung des Auges auf die Wirkung von Filtern. S. 108.

A. Budó und I. Kovács, Über die Λ-Verdopplung der $^4\Pi$-Terme. S. 122.

F. Rehbein, Untersetzer für den Betrieb von mechanischen Zählwerken. S. 126.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deuschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$ für März und April 1944. S. 132.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1944. S. 132.

Besprechungen. S. 138.

Nachrichten. S. 138.

Vorankündigungen. S. 139.

ABHANDLUNGEN

Bestimmung der Mosaikstruktur unverformter Metalle aus der Breite der Röntgenlinien[1])

Von Ernst Zehender und Albert Kochendörfer

(Aus dem II. Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart und dem Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung in Stuttgart)

Mit Hilfe einer für die speziellen Zwecke konstruierten Debye-Scherrer-Kammer werden zum erstenmal die Linienbreiten von unverformten Metallen gemessen und daraus die Größe der Mosaikteilchen (kohärente Gitterbereiche) bestimmt.

Zunächst werden die Bedingungen untersucht, an welche die Wiedergabe einer richtigen Debye-Scherrer-Linienbreite geknüpft sind. Es wird dabei nachgewiesen, daß für die Breite von Debye-Scherrer-Linien infolge Teilchenkleinheit allgemein die von M. v. Laue abgeleitete Formel gültig ist, dagegen eine von Bragg und Lipson angegebene Formel bei Debye-Scherrer-Linien nicht angewandt werden kann, sondern nur beim Spektrometerverfahren mitbestimmend ist.

Die genaue Messung der Linienbreite wurde dadurch ermöglicht, daß durch Anwendung des fokussierenden Plattenverfahrens und der Benutzung der von einzelnen Körnern herrührenden Reflexe die geometrischen Einflüsse auf die Linienbreite vernachlässigbar klein gehalten werden konnten.

Es zeigte sich, daß die zur richtigen Wiedergabe der Debye-Scherrer-Linienverbreiterung notwendige Orientierungsmannigfaltigkeit bei den letzten Linien nicht vorhanden war, sondern nur bei den ersten Linien, die daher zur quantitativen Auswertung allein herangezogen werden konnten. Dagegen konnte aus der Breite der letzten Linien auf Grund einer Teilchenverbreiterung, die sich an Einzelteilchen bei Verwendung genügend unmonochromatischer Strahlung ergibt, bei Kupfer eine Teilchenausdehnung von $2{,}3$—$9 \cdot 10^{-5}$ cm abgeschätzt werden.

Die ersten Linien sind außerdem für die Teilchengrößenbestimmung am empfindlichsten, da bei ihnen der Einfluß der natürlichen Spektrallinienbreite, welche die untere Grenze der genau auswertbaren Linienbreite bestimmt, am kleinsten ist. Bei Erreichen dieser Grenze läßt sich nur angeben, daß die Teilchengröße mindestens einen bestimmten Grenzwert besitzt, aber auch wesentlich größer sein kann. Bei einigen Linien wird die Grenze, die im vorliegenden Fall etwa $1 \cdot 10^{-4}$ cm beträgt, erreicht. Die übrigen Linien ergeben eindeutig bestimmte kleinere Teilchengrößenwerte, nachdem durch Messung bei verschiedenen Reflexionswinkeln nachgewiesen worden war, daß möglicherweise noch vorhandene Gitterverzerrungen keinen nachweisbaren Einfluß auf die Linienbreite haben.

Nach Elimination der natürlichen Spektrallinienbreite und der Blendengröße ergibt sich bei Zink für die Ausdehnung der Mosaikteilchen in Richtung der hexagonalen Achse im rekristallisierten Zustand $3{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm und im gegossenen Zustand $3{,}6 \cdot 10^{-5}$ cm bis mindestens $9 \cdot 10^{-5}$ cm und eventuell noch größere Werte; parallel zur Basis ergeben sich bei beiden Zuständen etwa $5 \cdot 10^{-5}$ cm bis mindestens $9 \cdot 10^{-5}$ cm. Diese Ergebnisse besagen:

1. Die Mosaikgröße ist im gegossenen Zustand im Mittel größer als im rekristallisierten Zustand, in Übereinstimmung mit den Folgerungen von Dehlinger und Gisen aus Messungen des integralen Reflexionsvermögens.
2. Die Mosaikteilchen sind zum Teil Platten parallel zur Basisebene mit Dicken bis herab zu $3 \cdot 10^{-5}$ cm. Dadurch werden die mikroskopischen Befunde von Graf über die Lamellenstruktur an Zink bestätigt und hinsichtlich des Zustandes im Kristallinnern dahin ergänzt, daß die Lamellen mindestens bis zu den noch feststellbaren Teilchendimensionen in sich kohärent sind.

1) Stuttgarter Dissertation.

Republication to complete this periodical formerly reproduced and distributed in the public interest by United States Office of Alien Property Custodian. Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A. Published by J. W. EDWARDS, PUBLISHER, for Foreign Periodicals, Inc., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

Inhalt: I. Einleitung. II. Zur Theorie der Teilchenverbreiterung: a) Pulver bei monochromatischer Strahlung; b) Einzelkörner bei monochromatischer Strahlung; c) Einzelteilchen bei unmonochromatischer (weißer) Strahlung. III. Versuchsanordnung. IV. Letzte Linien. V. Erste Linien; a) Eignung der ersten Linien für die normale Debye-Scherrer-Verbreiterung. Geometrische Präparateinflüsse auf die ersten Linien; b) Präparatherstellung; c) Ergebnisse und Diskussion der möglichen Verbreiterungseinflüsse.

I. Einleitung

Viele Beobachtungen haben gezeigt (1, 2)[2]), daß die wirklichen Kristalle nur in kleinen abgegrenzten Bereichen regelmäßig gebaut sind und diese für Röntgenstrahlen kohärenten Bereiche gegeneinander kleine Versetzungen und Verschwenkungen aufweisen. Man bezeichnet den Inbegriff dieser Kristallbaufehler als Mosaikstruktur. Da der Grad dieser Störung, insbesondere die Größe der regelmäßig gebauten Bereiche, von erheblichem Einfluß auf die Eigenschaften von Metallen ist (2, 3), sollte bei der vorliegenden Arbeit die Größe dieser Bereiche in unverformten Metallen genau definierter Herkunft zahlenmäßig bestimmt werden.

Die Mosaikstruktur wirkt sich in besonders übersichtlicher Weise auf die Röntgenstrahlinterferenzen aus. Deshalb ist es damit auch in erster Linie möglich, die Größe der Mosaikteilchen zu bestimmen. Der Einfluß ist von zweierlei Art: einerseits wird die Intensität durch die besagte Kohärenzstörung des Gitters vergrößert, andererseits tritt bei genügender Kleinheit und genügend starker Störung zwischen den Teilchen Linienverbreiterung auf. Die verhältnismäßig wenigen kohärenten Streustrahlen, die von den Atomen eines einzelnen Blöckchens ausgehen, genügen dabei nicht mehr, um sich in der näheren Umgebung der durch die Braggsche Beziehung festgelegten Reflexionsrichtung vollständig auszulöschen.

Die vorhandenen Untersuchungen befassen sich meist mit Intensitätsmessungen. M. Renninger (4) hat an aus der Schmelze gezüchteten Kochsalzkristallen neben der Intensität auch die Halbweite mit dem Doppelspektrometer gemessen und findet Reflexionsvermögen des Idealkristalls und ebenso Halbweiten, die nur wenig größer sind, als sie die dynamische Theorie für den ideal regelmäßig gebauten Kristall fordert. Jones (5) gibt für einen nicht genauer beschriebenen Aluminiumkristall das integrale Reflexionsvermögen an, das näher beim vollkommenen Mosaikkristall als beim Idealkristall liegt. Dehlinger und Gisen (6) finden an gegossenen und rekristallisierten Aluminiumeinkristallen einen Unterschied in der Integralintensität. Gleichzeitig zeigen die Kristalle Unterschiede im Anfangsverlauf der Verfestigungskurven und in der Ausscheidungsgeschwindigkeit. Aus allen diesen Beobachtungen schließen Dehlinger und Gisen, auf eine ausgeprägtere Mosaikstruktur der rekristallisierten Kristalle. In letzter Zeit hat L. Graf (7) eine lichtoptisch noch sichtbare Lamellenstruktur an frei erstarrten Metalloberflächen gefunden, die er als Wachstumsstruktur deutet [ebenso Z. Gyulai an *NaCl* (8)]. Es schien nicht ausgeschlossen, daß diese Lamellenstruktur mit der röntgenographisch feststellbaren Mosaikstruktur identisch ist, wie L. Graf angenommen hat.

Um die absolute Größe der kohärenten Bereiche angeben zu können, sind Intensitätsmessungen mit dem Doppelspektrometer ungeeignet, da hierbei lediglich qualitative Vergleiche mit den der Rechnung allein zugänglichen Grenzen des Ideal- und vollständigen Mosaikkristalls möglich sind, weil gerade das für die unverformten Metallkristalle interessierende Übergangsgebiet mathematisch nicht beherrscht wird. — Breitenmessungen schienen hierbei eher zum Ziele zu führen. Solche Messungen können jedoch mit dem Doppelspektrometer nicht ausgeführt werden, weil die hierzu notwendige Ausblendung einzelner kohärenter Bereiche bis zu der wahrscheinlichen Kleinheit derselben nicht möglich erscheint. Dagegen versprachen photographische Debye-Scherrer-Linienaufnahmen (9) unter Benutzung des fokussierenden Plattenverfahrens zum Erfolg zu führen, da es bei diesem Verfahren gelingt, den Präparatgrößeneinfluß praktisch auszuschalten, der bis jetzt die Teilchengrößenbestimmung nach großen Teilchen hin immer sehr stark eingeschränkt hat.

II. Zur Theorie der Teilchenverbreiterung

a) Pulver bei monochromatischer Strahlung

W. L. Bragg und H. Lipson (10) diskutierten im Anschluß an eine Arbeit von A. Müller (11) von A. H. Compton (12) abgeleitete Formeln über den Einfluß der Größe des reflektierenden Kristallgitters auf die Breite der Röntgenreflexe. Die mittels optischer Analogien verifizierten Formeln sagen aus, daß in der Nähe von $\vartheta = 90°$ die Ausdehnung dz des Teilchens senkrecht zur reflektierenden Netzebene die Reflexionsbreite maßgebend bestimmt, gegen $\vartheta = 0°$ dagegen die Ausdehnung dx des Teilchens parallel zu dieser Ebene.

2) Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Ende der Abhandlung.

Quantitativ soll für die Breite des reflektierten Strahles wesentlich unterhalb $\vartheta = 45°$ (auch bei Debye-Scherrer-Aufnahmen, wie sie A. Müller an grobkristallinem Material erhalten hat) gelten:

$$\Delta\vartheta = \frac{\lambda}{2\,dx\sin\vartheta}$$

und oberhalb $\vartheta = 45°$

$$\Delta\vartheta = \frac{\lambda}{2\,dz\cos\vartheta}.$$

Bei in den verschiedenen Richtungen gleich großen Teilchen soll insgesamt für die Reflexbreite gelten:

$$\Delta\vartheta \sim \frac{1}{\cos\vartheta\sin\vartheta}.$$

Da diese Beziehung mit der Erfahrung bei den normalen Methoden der Teilchengrößenbestimmung und mit den üblichen Begriffen der Teilchenverbreiterung nicht übereinstimmt, soll untersucht werden, ob ein solcher Zusammenhang zwischen der Breite einer Debye-Scherrer-Linie und der Teilchengröße möglich ist. Eine Klärung des Sachverhaltes ist gerade im vorliegenden Fall deshalb notwendig, weil die Messung der Mosaikgröße außerhalb des üblichen Meßbereiches für Teilchengrößenbestimmungen liegt, demzufolge Einflüsse, die normalerweise unwesentlich sind, in diesem extremen Fall von Bedeutung werden können.

Hierzu eignet sich besonders das reziproke Gitter, wobei jeder Gitterpunkt entsprechend Form und Größe der streuenden Teilchen nach der Interferenzfunktion in ein reziprokes Untergitter hineinverschmiert zu denken ist [(1), S. 443]. In Fig. 1 ist die bekannte Ewaldsche Konstruktion angegeben. Dabei wurde der Punkt (hkl) entsprechend dem mit dieser Netzebene reflektierenden kleinen Teilchen in Richtung $\mathfrak{h}$ (senkrecht zur reflektierenden Netzebene) und senkrecht zu $\mathfrak{h}$ (parallel zur Netzebene)[3]) verschmiert, und zwar bis zu der Entfernung, wo die Interferenzfunktion den halben Maximalwert erreicht hat. Die Ausdehnung dieser Verschmierung nimmt umgekehrt proportional der Größe Λ des Teilchens zu; sie ist in Fig. 1 mit C/Λ bezeichnet. Wenn die Ausbreitungskugel den durch die Richtung $\mathfrak{h}$ festgelegten Intensitätsbereich eines einzelnen Teilchens mit merklicher Intensität durchsetzt (z. B. $\mathfrak{h}_h$), erfüllt der reflektierte Strahl einen gewissen Winkelbereich $\delta\chi$ (Fig. 1). Damit eine solche ausgesprochen diffuse Reflexion auftritt, muß der Intensitätsbereich in der Reflexionsebene flächenhaft sein, das heißt es müssen mindestens zwei in der Ebene $\mathfrak{s}, \mathfrak{s}_0$ liegende Dimensionen des Kristalls klein sein, die gemeinsam die Breite des reflektierten Bündels bestimmen. Diese Breite ist bei Teilchen, die in allen Richtungen etwa gleich groß sind, von ϑ unabhängig. Diese Möglichkeit einer diffusen Verbreiterung an Einzelteilchen sei nur der Vollständigkeit wegen erwähnt.

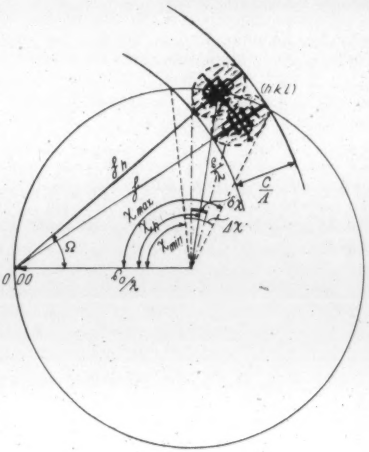


Fig. 1. Darstellung der Teilchenverbreiterung im reziproken Gitter.

Praktisch wichtig ist allein die über diese diffuse Breite hinausgehende Teilchenverbreiterung eines regellos orientierten Pulvers. Entsprechend der regellosen Orientierung durchläuft der Winkel Ω zwischen $\mathfrak{s}_0$ und $\mathfrak{h}$ alle möglichen Werte. In Fig. 1 ist, wie es der Wirklichkeit entspricht, $\mathfrak{s}_0$ fest (und somit der Ausbreitungspunkt), die Richtung von $\mathfrak{h}$ als veränderlich angenommen. Es sind zwei Lagen von $\mathfrak{h}$ dargestellt. Einmal, wo der Schwerpunkt des Intensitätsbereiches von der Ausbreitungskugel durchsetzt wird ($\mathfrak{h}_h$), und eine andere beliebige Lage, wo nur noch äußere Bezirke des Intensitätsbereiches von der Ausbreitungskugel getroffen werden ($\mathfrak{h}$). Zu jedem Winkel Ω gehört ein diffuser Reflexionsbereich mit einer Breite $\delta\chi$. Alle diese innerhalb des Winkelbereiches $\chi_{max} - \chi_{min} = \Delta\chi$ mit verschiedener Intensität auftretenden Bündel der Breite $\delta\chi$ summieren sich zur wirklichen Linienbreite $\Delta\chi$. In der Praxis kann angenommen werden, daß $\delta\chi < \Delta\chi$ ist, denn $\Delta\chi$ ist, wie die nachfolgende Rechnung erkennen läßt, stets um

3) In der allein interessierenden Reflexionsebene $\mathfrak{s}\,\mathfrak{s}_0$ (= Zeichenebene), die den Äquator des Filmes enthält, längs dessen photometriert wird.

$\frac{1}{\cos\vartheta}$ größer als $\delta\chi$. Deshalb kann die Linienbreite $\overline{\Delta\chi} \approx \Delta\chi$ gesetzt werden, da bei einer solchen Überlagerung zweier Linien die wesentlich kleinere Komponente ($\delta\chi$) neben der größeren ($\Delta\chi$) praktisch keinen Beitrag zur Gesamtlinienbreite liefert (15).

Zur Berechnung von $\Delta\chi$ machen wir die vereinfachte Annahme, daß die Oberfläche des Teilchens parallel zur reflektierenden Netzebene liegt [(13), S. 131]. Dann sind die Grenzwerte Ω_{max} und Ω_{min}, bis zu denen die Intensität merklich reflektiert wird, praktisch nur noch von der Ausdehnung $\frac{C}{\Lambda}$ des Intensitätsbereiches in Richtung $\mathfrak{h}$ abhängig. Das heißt für die Breite $\Delta\chi$ ist nur die Anzahl der reflektierenden Netzebenen maßgebend[4]). Aus Fig. 1 liest man unmittelbar ab:

$$\sin\frac{\chi_{min}}{2} = \frac{|\mathfrak{h}| - \frac{1}{2}C/\Lambda}{2/\lambda}$$

$$\sin\frac{\chi_{max}}{2} = \frac{|\mathfrak{h}| + \frac{1}{2}C/\Lambda}{2/\lambda}.$$

Dabei sind χ_{min} und χ_{max} die Abbeugungswinkel, die zu Ω_{max} und Ω_{min} gehören. Führen wir an Stelle des Abbeugungswinkels den Reflexionswinkel ϑ ein, so folgt aus diesen Beziehungen

$$\sin\vartheta_{max} - \sin\vartheta_{min} = \frac{C\lambda}{2\Lambda}$$

$$2\Delta\vartheta\cos\vartheta = \frac{C\lambda}{\Lambda}$$

$$\Delta\chi = \frac{C\lambda}{\Lambda\cos\vartheta}.$$

Die genaue Rechnung durch Annäherung der Interferenzfunktion mit Hilfe leichter auswertbarer Funktionen ergibt für die Konstante C etwa den Wert 1 (genau 0,9). Dies ist die normalerweise benützte Formel für die durch Teilchenkleinheit verursachte Breite von Debye-Scherrer-Linien. Diese Formel, die nur die Ausdehnung des Teilchens senkrecht zur reflektierenden Netzebene enthält, bestimmt überwiegend die Breite unter allen Reflexionswinkeln der durch Teilchenkleinheit verbreiterten Linien.

Demgegenüber führen jedoch optische Analogien, wie sie in der Arbeit von Bragg und Lipson verwendet wurden, häufig zu Fehldeutungen, im vorliegenden Fall zu einer falschen Beurteilung des Einflusses der Ausdehnung der Netzebenen, und zwar deshalb, weil man gewohnheitsmäßig hierbei eine Dimension des Kristallgitters unterschlägt, also im reziproken Gitter eine Richtung des Intensitätsbereiches von vornherein als sehr ausgedehnt annimmt. Auf diese Weise ergeben sich dann auch quantitativ die Formeln von Bragg und Lipson, die, wie auch aus der Ableitung von Compton ersichtlich ist, nur beim Spektrometerverfahren eine Rolle spielen, beim Debye-Scherrer-Verfahren jedoch nicht anwendbar sind.

Damit ist also für die vorliegende Messung der normalen Debye-Scherrer-Verbreiterung die ausschließliche Gültigkeit der von v. Laue (13) abgeleiteten Formel für alle Linien sichergestellt, da auch die kleinste Verbreiterung infolge ungenügender Anzahl reflektierender Netzebenen beim Debye-Scherrer-Verfahren praktisch jede andere Teilchenverbreiterung überwiegt.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde im reziproken Gitter $\mathfrak{H}_0$ und der Radius $1/\lambda$ der Ausbreitungskugel als fest gegeben angesehen. Das heißt, es wurde punktförmige Blende und streng monochromatische Strahlung vorausgesetzt. Ebenso wurde die Länge von $\mathfrak{h}$ als fest angenommen. Das heißt, es wurde von Gitterkonstantenänderungen (innere Spannungen, Konzentrationsschwankungen bei unreinen Metallen) abgesehen. Ist dies nicht der Fall, so überlagern sich diese Einflüsse (und eventuell noch geometrische Präparatgrößeneinflüsse) als zusätzliche Verbreiterungen zu jeder eigentlichen Debye-Scherrer-Teilchenbreite, da bei richtiger Ausschöpfung der Teilchenbreite durch eine ausreichende Schwenkung von $\mathfrak{h}$ auch jede andere Verbreiterung mit ausgeschöpft wird. Diese einzelnen Beiträge[5]) zur Gesamtlinienbreite überlagern sich, wie M. v. Laue (13), Jones (14) und A. Kochendörfer (15) gezeigt haben, nicht rein additiv. Vielmehr ist die resultierende Gesamtbreite stets kleiner als die Summe der Einzelkomponenten. Es zeigt sich, daß die Beiträge, die kleiner als die Hälfte des größten Beitrages sind, praktisch überhaupt nichts zur Gesamtlinienbreite beitragen. Im vorliegenden Fall spielt in dieser Beziehung besonders die natürliche Spektrallinienbreite, wie sie durch die endliche Übergangszeit der Elektronen bedingt ist, eine ausschlaggebende Rolle. Ihr Einfluß mußte in jedem Fall eliminiert werden. Bei Über-

4) Die Ausdehnung der Teilchen in den anderen Richtungen wird nur insofern berücksichtigt, als sie die Anzahl der reflektierenden Netzebenen mitbestimmt, wenn die Begrenzungsflächen nicht, wie in dieser Rechnung angenommen wurde, parallel zur reflektierenden Netzebene verlaufen.

5) Die Reflexionsbreite, wie sie die dynamische Theorie infolge der Wechselwirkung der strahlenden Atome auch für den relativ sehr ausgedehnten, ideal regelmäßig gebauten Kristall fordert, liegt weit unterhalb dieser Breiten und kann unberücksichtigt bleiben.

schreiten einer gewissen Teilchengröße bedingt sie, daß von einer Teilchenverbreiterung nichts mehr feststellbar ist. Dies ist dann der Fall, wenn die reine Teilchenverbreiterung gleich der halben natürlichen Linienbreite oder kleiner ist (15).

b) Einzelkörner bei monochromatischer Strahlung

Wie S. 95ff. erwähnt, gehört zur richtigen Wiedergabe der Verbreiterung von Debye-Scherrer-Linien (infolge der natürlichen Spektrallinienbreite, Teilchenkleinheit, auch Blendenöffnung usw.) eine ausreichende Schwenkung von ϑ. Dies kann durch Drehen eines einkristallinen Präparates erreicht werden oder durch genügende Orientierungsschwankung im Präparat selbst (Pulver). Drehen des Präparates schied im vorliegenden Falle wegen den damit verbundenen geometrischen Einflüssen auf die Linienbreite von vornherein aus. Es genügt aber bereits, wenn die Orientierungsmannigfaltigkeit im reflektierenden Bereich so groß ist, daß der Winkelbereich der Gesamtverbreiterung kleiner ist als der der Orientierung, die Verbreiterungen also voll von der Orientierungsschwankung ausgeschöpft werden können. Bei Pulveraufnahmen ist dies bis zu beliebig großen Verbreiterungen selbstverständlich immer gewährleistet. Bei der Beobachtung von Debye-Scherrer-Reflexen jedoch, die von einzelnen zufällig in Reflexionsstellung befindlichen Körnern eines grobkristallinen Präparates, wie es verwendet wurde, herrühren, ist diese Bedingung nicht ohne weiteres erfüllt, denn die Orientierungsschwankungen im feststehenden Einzelkorn gegenüber dem einfallenden Röntgenstrahl haben nur eine beschränkte Breite. Wenn aber die Verbreiterung wesentlich kleiner ist als diese Orientierungsbreite und von dieser ganz überstrichen wird, so wird sie richtig wiedergegeben (Hauptreflexionsstellung, Fig. 2, Fall a)[6]). Reflektieren dagegen nicht mehr die mittleren Orientierungen des Kornes, sondern nur noch besonders stark desorientierte Bereiche, so kann, sobald die Reflexionsbreite überhaupt erschöpft ist, die eine Hälfte der Verbreiterung praktisch ganz unterdrückt werden (Fig. 2, Fall b).

6) Dabei muß man die Häufigkeit einer bestimmten Teilchenorientierung im fraglichen Bereich als konstant annehmen können. Ist die Verbreiterung jedoch von der Größenordnung der Reflexionsbreite, so werden auch in Hauptreflexionsstellung die Flanken der Verbreiterung durch die geringere Anzahl dieser von der mittleren Kristallorientierung am stärksten abweichenden Teilchen benachteiligt. Die Breite wird zu klein wiedergegeben.

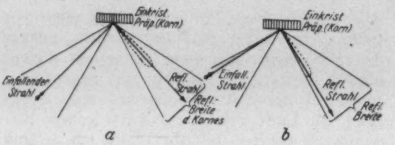


Fig. 2. a) Kristall in Hauptreflexionsstellung. Die Verbreiterung wird voll ausgeschöpft. b) Reflexion findet nur noch an einzelnen besonders stark desorientierten Kristallbereichen statt. Die Verbreiterung wird nicht mehr ausgeschöpft.

Es konnte gezeigt werden (siehe S. 102 und S. 106), daß die Orientierungsbreite bei den verwandten Präparaten ausreicht, um bei den ersten Linien die richtige Debye-Scherrer-Linienbreite wiederzugeben (auszuschöpfen). Die Orientierungsschwankungen des Kristallgitters gegenüber dem Primärstrahl („Reflexionsbreite" des Kornes) haben ihre Ursache in Kristallbaufehlern (Mosaikstruktur, makroskopische Verwerfungen, Lineage structure) und in der endlichen Ausdehnung der reflektierenden Kornoberfläche. Die Orientierungsschwankungen im Korn wirken wie eine beschränkte Reflexionsbreite oder sehr scharfe Textur in einem Pulver. Über diese im Kristallgitter lokalisierten Orientierungsschwankungen hinaus wirkt außerdem die endliche, von einer punktförmigen Blende durch ein divergentes Bündel angestrahlte Kornoberfläche so, als ob das Kristallgitter gegenüber dem Einfallsstrahl von χ_1 bis χ_2 geschwenkt würde (Fig. 3).

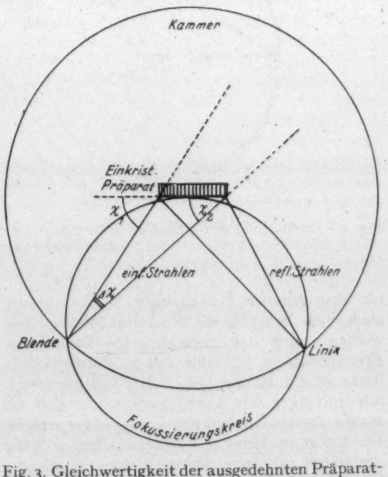


Fig. 3. Gleichwertigkeit der ausgedehnten Präparatoberfläche mit einer Präparat- (Korn-) Schwenkung.

Alle auf das ebene Präparat in Fokussierungsstellung treffenden Strahlen werden, solange der Reflexionswinkel über die ganze Fläche hinweg konstant ist (und nur dann!), entsprechend der Fokussierung auf eine scharf definierte Linie reflektiert. Tritt jedoch Verbreiterung aus irgendeinem Grunde ein, so sind

c) Einzelteilchen bei unmonochromatischer (weißer) Strahlung

Wie unter a) erwähnt wurde, ist bei monochromatischer Strahlung notwendige Bedingung für die Wiedergabe der maximalen Teilchenverbreiterung (was in diesem Fall überwiegend

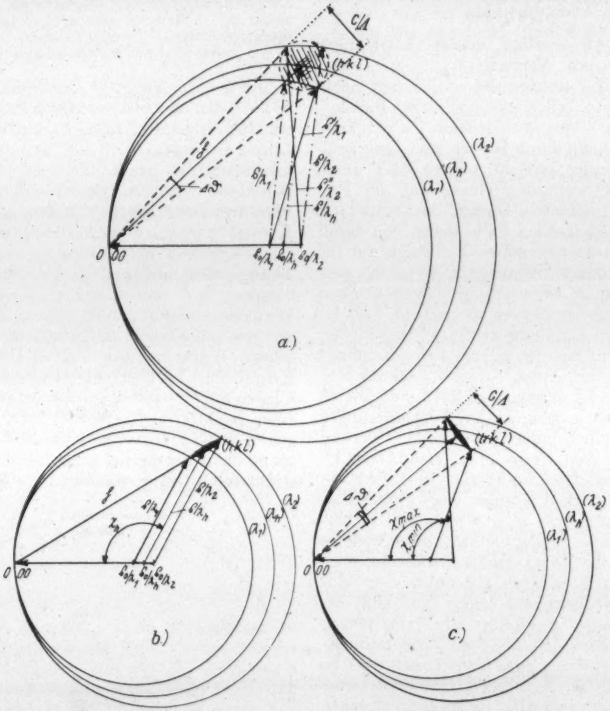


Fig. 4. Darstellung der Linienverbreiterung an Einzelteilchen im reziproken Gitter bei Verwendung unmonochromatischer Strahlung.

um den genauen Braggschen Winkel herum auch noch benachbarte Winkel möglich. Diese werden durch den verschiedenen Einfall der Primärstrahlen auf die ebene Präparatoberfläche (die z. B. frei von Kristallorientierungsschwankungen sein kann) auch tatsächlich bis zur maximalen Größe $\Delta\chi = \chi_1 - \chi_2$ ausgeschöpft. Der Reflex erscheint so lange im richtigen Maße verbreitert, als seine Breite kleiner ist als $\Delta\chi$ (Fig. 3) und durch diese Drehung ganz überstrichen wird.

eine Verbreiterung infolge ungenügender Anzahl reflektierender Netzebenen ist) das Vorliegen eines Pulvers oder genügender Orientierungsmannigfaltigkeit. So ist gewährleistet, daß die Teilchenbreite, die sich in einer Vergrößerung des Intensitätsbereiches im reziproken Gitter ausdrückt, voll ausgeschöpft wird, wobei dann beim Debye-Scherrer-Verfahren auf dem Film die χ-Änderung registriert wird. Es hat sich jedoch gezeigt, daß auch beim einzelnen kohärenten Bereich und bei fester Einfallsrichtung

der Strahlung auf das Kristallgitter eine richtige Ergebnisse liefernde Teilchenverbreiterung möglich ist[7]). Zur Wiedergabe oder Ausschöpfung der vollen Teilchenbreite ist dabei unmonochromatische Strahlung notwendig.

Fig. 4 zeigt die Verhältnisse im reziproken Gitter. Neben der Einfallsrichtung $\mathfrak{s}_0$ liegt nunmehr auch $\mathfrak{h}$ fest (punktförmige Blende, festes Einzelteilchen). Nicht fest liegt nunmehr aber der Radius $1/\lambda$ der Ausbreitungskugel, die, wie in Fig. 4 angegeben, den ganzen Raum überstreicht, in dem die Intensität der Reflexion (hkl) unseres Gitterblockes merklich ist. Dabei soll die Intensität der Strahlung in diesem in Frage kommenden Wellenlängenbereich konstant sein. Der Streuwinkel des reflektierten Strahles und damit praktisch auch die Halbwertsbreite der Reflexion auf dem Film ist allein abhängig von der Ausdehnung des Intensitätsbereiches senkrecht $\mathfrak{h}$[8]) (Fig. 4c). Die Ausdehnung des Intensitätsbereiches in Richtung $\mathfrak{h}$ hat dagegen aus Ähnlichkeitsgründen nur eine Parallelverschiebung des reflektierten Strahles im reziproken Gitter zur Folge (es wird ein gewisser Wellenlängenbereich ohne ϑ-Änderung reflektiert), auf die Divergenz des reflektierten Bündels aber keinen Einfluß (Fig. 4b).

Aus Fig. 4c kann man für den Zusammenhang der Divergenz des reflektierten Bündels und die für die ϑ-Änderung maßgebende Ausdehnung des Intensitätsbereiches senkrecht $\mathfrak{h}$ ablesen:

$$\Delta\vartheta = \frac{C}{\Lambda}\cdot\frac{1}{|\mathfrak{h}|} = \frac{Ca}{\Lambda}$$

(Λ = Teilchengröße parallel zur reflektierenden Netzebene, a = Netzebenenabstand).

Somit

$$\Delta\chi = \frac{2Ca}{\Lambda}$$

$$\Delta\chi = \frac{C\lambda_m}{\Lambda\sin\vartheta_m},$$

wobei $\lambda_m = \frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}$ und ϑ_m der zugehörige Reflexionswinkel ist. Die Konstante C dürfte auch in diesem Fall (siehe S. 96) etwa den Wert 1 haben.

Der wesentliche Unterschied dieser unmonochromatischen Verbreiterung an Einzelteilchen gegenüber der Debye-Scherrer-Verbreiterung ist, daß nicht die Anzahl der reflektierenden Netzebenen die Breite bestimmt, sondern die Ausdehnung derselben. Die Übereinstimmung obiger Formel mit der von Bragg und Lipson angegebenen ist rein formal; die physikalischen Grundlagen sind in beiden Fällen ganz verschiedene.

Der Gang mit $1/\sin\vartheta$ läßt es möglich erscheinen, besonders bei den letzten Linien eine derartige Verbreiterung zu messen, sofern diese Breite bei hohem ϑ dann wesentlich unterhalb der mit $\operatorname{tg}\vartheta$ ansteigenden natürlichen Linienbreite liegt. Es reicht dann in diesem Fall bereits die geringe Unmonochromasie der Spektrallinien aus, den Intensitätsbereich des Einzelteilchens voll auszuschöpfen (ähnlich der Ausschöpfung einer Debye-Scherrer-Breite durch ein Korn an Stelle eines Pulvers, siehe S. 97).

III. Versuchsanordnung

Die Aufnahmekamera war eine gewöhnliche Debye-Scherrer-Kammer mit einem für die vorliegenden Erfordernisse konstruierten Blendensystem. Einzelheiten sind aus Fig 5 und 6 ersichtlich. Der Kammerdurchmesser wurde, um großes Auflösungsvermögen sicherzustellen, groß gewählt. Er betrug 194 mm. Der Präzisionsspalt HS mit der Hauptblende B_1 ist in einem Schwalbenschwanz *Sch* befestigt. Durch diesen kann die genau senkrecht verlaufende Spaltblende B_1 mittels der feingängigen Spindel S_1 genau meßbar seitlich verschoben werden. Dadurch sind kleine Verschiebungen des Primärstrahles zwischen zwei Aufnahmen gegenüber dem Präparat möglich, was sich im Laufe der Untersuchung als sehr wertvolles Hilfsmittel erwiesen hat (siehe S. 105ff.). Die drei Schrauben S_2 erlauben eine radiale Verschiebung der Blende zur genauen Einstellung der Fokussierung, wobei sich die Blendenmitte in der Filmebene befinden muß. Die Backen von B_1 wurden aus Blei hergestellt. Sie waren sorgfältig poliert und zusammengepaßt und mit Pizein auf die Führungen des optischen Präzisionsspaltes HS aufgekittet. Die Spalteinstellung konnte auf etwa 0,001 mm genau erfolgen. Die Nullstellung der Blende wurde durch Visieren gegen eine helle Lichtquelle ebenfalls auf etwa 0,001 mm festgestellt. Diese Genauigkeit der Blende genügte selbst den hohen Ansprüchen bei der vorliegenden Untersuchung. Diese Genauigkeit noch höher zu treiben wäre deshalb sinnlos gewesen, weil neben der Blendengröße noch andere zusätzliche Einflüsse (in erster Linie die natürliche Spektrallinienbreite) auf die Linienbreite vorhanden sind, die auch nur auf größenordnungsmäßig einige Tausendstel Millimeter genau angegeben werden können. Die Blendengröße betrug normalerweise 0,01 mm.

7) Dies entspricht genau der Möglichkeit verschiedener Feinstrukturverfahren: dem Debye-Scherrer-Verfahren einerseits und dem Laue-Verfahren andererseits. Andere noch denkbare Teilchenverbreiterungen haben keine praktische Bedeutung.

8) In der Ebene zwischen $\mathfrak{s}$ und $\mathfrak{s}_0$.

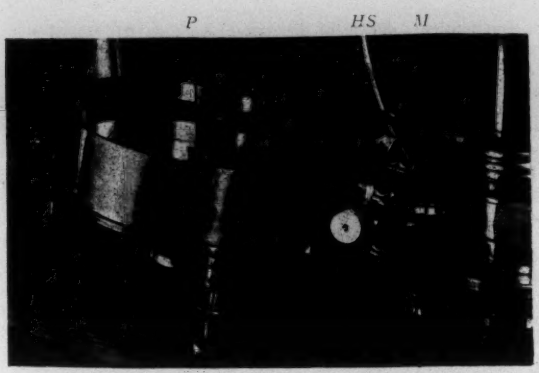


Fig. 5. Aufnahmeanordnung.

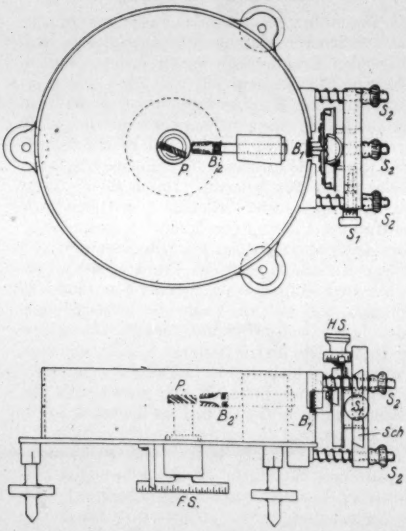


Fig. 6. Aufnahmekammer mit Blendenanordnung.

Da die vorsichtig hergestellten Präparate so grobkristallin waren, daß nur einzelne Debye-Scherrer-Punkte auftraten, ergaben sich bei Verwendung nicht gefilterter Strahlung sehr viele vom Bremsstrahlungsanteil verursachte Laue-Punkte. Da diese Punkte, die bei Verwendung eines feinen regellosen Pulvers nur als Schleier erscheinen, sehr stark störten, wurde die Strahlung mit Hilfe eines Pentaerythrit-Kristalls[9]) monochromatisiert. Der Kristall M war so angeordnet, daß der etwas nach abwärts aus der senkrechten Röhre austretende Röntgenstrahl nach oben abgelenkt wurde (Fig. 5). Der reflektierte Cu-K_a-Strahl fiel in die Blende B_1 und traf nach Begrenzung durch B_2 auf das ebene Präparat P. Diese Anordnung des Kristallmonochromators ergab allein die gewünschte große Divergenz des Primärstrahles in der Horizontalen (siehe S. 106), bei gleichzeitig kleiner Divergenz in der Vertikalrichtung (das heißt in der Reflexionsebene des Monochromators).

Das ebene Präparat wurde jeweils unter dem Fokussierungswinkel angestrahlt. Das heißt der Anstrahlwinkel ψ, der an der Fokussierungsskala FS (Fig. 6) eingestellt wurde, war gleich ϑ. Die einzelnen zufällig in Reflexionsstellung befindlichen Körner reflektierten so alle auf eine scharf definierte Linie. Die zu den Einzelreflexen beitragende Präparatoberfläche ist höchstens gleich der Kornoberfläche. Bei dem Korndurchmesser von etwa 0,1 mm war deshalb der Präparatgrößeneinfluß von vornherein sehr klein. Zur Untersuchung gelangten reinstes Kahlbaum-Kupfer und -Zink, um Verbreiterungen infolge Konzentrationsschwankungen praktisch auszuschließen.

IV. Letzte Linien

Weil sich auf die letzten Linien die Verbreiterungsursachen am stärksten auswirken und die Präparatgrößeneinflüsse am geringsten sind, wurde zunächst an rekristallisiertem und gegossenem Kupfer die Messung der letzten Linien versucht. Es ergab sich aber sehr bald, daß die überwiegende Anzahl der Reflexe [der Linien (331) und (024)] wesentlich kleinere Breiten aufwies, als es der natürlichen Linienbreite entspricht, welche gelegentlich als oberer Grenzwert auftrat. Den schmäleren Reflexen war eine ausgesprochene Unsymmetrie eigen. Das heißt, daß die an die richtige Wiedergabe einer Debye-Scherrer-Linienbreite geknüpfte Bedingung, wonach die Linienbreite (infolge endlicher Spektrallinienbreite, endlicher Blendenöffnung, Teilchenkleinheit usw.) durch eine ausreichende Teilchenschwenkung (siehe S. 97) ausgeschöpft werden muß, bei den letzten Linien mit ihrer großen Breite nicht erfüllt ist, solange Reflexe, die von

9) Der IG. Farbenindustrie in Ludwigshafen a. Rh., insbesondere Herrn Dr. Peters, sei auch an dieser Stelle für die Überlassung des Pentaerythritkristalls gedankt.

Einzelkörnern herrühren, beobachtet werden. Einzelne Reflexe waren sogar schmäler als die Blende, die 0,04–0,10 mm breit war. Hierbei hat man also anzunehmen, daß auch die Blendendivergenz nur teilweise ausgeschöpft wird. Das Korn reflektiert somit nur in seinen am stärksten von der mittleren Kristallorientierung abweichenden Bereichen und siebt vom Primärstrahl nur noch einen Abschnitt aus der Spektrallinienbreite heraus (Fig. 3b). Diese Erscheinung an einzelnen Reflexen wurde an ein und demselben Reflex durch Aufnahmen bei schrittweise kleiner werdender Blende unter strenger Konstanthaltung der sonstigen geometrischen Anordnung (die Kammer wurde dauernd an der Röhre belassen) verfolgt.

Fig. 7 gibt die Photometerkurven[10]) zweier besonders schmal gewordener Reflexe bei zwei verschiedenen Blendengrößen wieder. Das Übersetzungsverhältnis des Photometers war 1 : 200. Man sieht, daß die Linienbreite schon bei geringer Verkleinerung der Blende sehr rasch abnimmt. Bei der Blendengröße $^3/_{100}$ mm im Fall 1 und $^2/_{100}$ mm im Fall 2 waren die Reflexe überhaupt verschwunden, das heißt die Reflexionsbreite war vollständig erschöpft. Die Belichtungszeit, die normalerweise 10–20 Stunden betrug, mußte zur Wiedergabe der schmalsten Reflexe bis auf 50–80 Stunden erhöht werden[11]). Ehe die Reflexe verschwanden, das betreffende Korn also überhaupt nicht mehr reflektierte, trat in mehreren Fällen die in Fig. 7 sichtbare Aufspaltung der Reflexe in Einzelkomponenten auf, die offensichtlich von den letzten wenigen gerade noch erfaßten, besonders stark von der mittleren

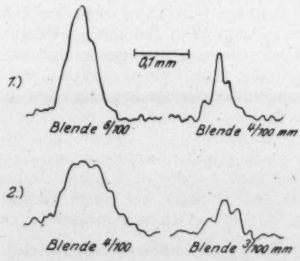


Fig. 7. Photometerkurven zweier bei den angegebenen Blendengrößen erhaltenen Reflexe. Vergrößerung des Originals 200mal, Wiedergabeverkleinerung 0,5mal.

10) Photometriert wurde mit einem Zeissschen registrierenden Mikrophotometer.

11) Die Röntgenröhre war eine an 40 kV Wechselspannung bei 20 mA betriebene Müller-*Cu*-Röhre. Das Filmmaterial war doppelseitig begossener Agfa-Sino-Film.

Kristallorientierung abweichenden Einzelteilchen herrühren. Die kleinste Breite beträgt dabei etwa 0,018 mm.

Daneben waren bei denselben Linien auch solche Reflexe zu beobachten, bei denen vor dem „Verlöschen" nichts von so schmalen Einzelkomponenten sichtbar wurde, sondern die etwa eine Breite von 0,07 mm behielten und schließlich verschwanden. In Fig. 8 ist der Verlauf der

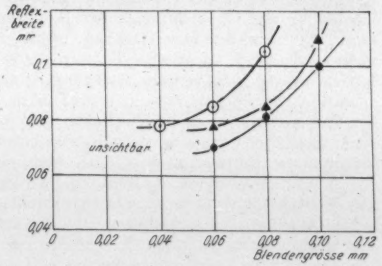


Fig. 8. Verlauf der Breite von Reflexen mit der Blendengröße, die bei Blendenverkleinerung keine Aufspaltung zeigten.

Breiten dieser Reflexe mit der Blendengröße dargestellt.

Auch in diesem Fall werden vor dem „Verlöschen" des Reflexes nur noch einzelne, nahe orientierte, stark von der mittleren Kristallorientierung abweichende kohärente Bereiche reflektieren. Aus Fig. 8 ist eine tatsächliche Grenzbreite von 0,06–0,07 mm zu extrapolieren. Diese Breite liegt ebenfalls noch wesentlich unterhalb der natürlichen Linienbreite, die bei $\delta_\lambda = 0{,}6$ XE [für *Cu* K_{α_1}, (16)], einem Kammerradius von 97 mm bei $\vartheta = 72°$ [Linie (024)] eine Reflexbreite von ungefähr 0,22 mm ergeben müßte.

Es gilt demnach für alle diese beobachteten Grenzbreiten das S. 98 ff. Gesagte über die Verbreiterung an kleinen Einzelteilchen bei fester Einfallsrichtung, jedoch unmonochromatischer Strahlung, da die natürliche Linienbreite bereits zur Ausschöpfung dieser (kleineren) Verbreiterung genügt. Unter dieser Annahme ergeben sich die Teilchengrößen zu

$$\Lambda = \frac{R\lambda}{\Delta s \sin\vartheta},$$

wobei Δs die Grenzbreite der Reflexe und R den Kammerradius bedeutet.

Zahlenmäßig ergibt sich für die kleinsten beobachteten Breiten von 0,018 mm (Fig. 9a)

$$\Lambda \approx 9 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}.$$

Für die größte beobachtete Grenzbreite von 0,07 ergibt sich

$$\Lambda \approx 2{,}3 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}.$$

Ein Unterschied zwischen den gegossenen und rekristallisierten Kupferproben war dabei nicht feststellbar.

Diese Beobachtungen sind mit gewissen Unsicherheiten behaftet. Es läßt sich nicht entscheiden, inwieweit noch ein Blendeneinfluß vorhanden ist und ob nicht noch ein Rest von natürlicher Linienverbreiterung an mehreren nicht genau gleich orientierten Teilchen zur gefundenen Grenzbreite beiträgt. Außerdem ist die Intensitätsverteilung der Strahlung als Funktion der Wellenlänge, wie es die Rechnung voraussetzt, nicht konstant, sondern fällt von einem Maximum relativ rasch nach Null ab, wodurch eine zu kleine Wiedergabe der Breite möglich ist. Die Beobachtung so verschiedener Grenzbreiten bei ein und derselben Linie lassen entweder auf Unterschiede in der Mosaikgröße schließen oder können durch die Teilchenform bedingt sein, da immer nur eine Dimension des Teilchens die Reflexbreite bestimmt. Zum Beispiel könnte so die Mosaikstruktur als eine Plattenstruktur aufgefaßt werden, die kristallographisch orientiert ist (7). Da beim kubischen System keine Würfelseite ausgezeichnet ist, ist es bei dieser Form der Mosaikstruktur möglich, daß ein und dieselbe Linie so verschiedene Reflexbreiten aufweist.

V. Erste Linien

a) Eignung der ersten Linien für die normale Debye-Scherrer-Teilchenverbreiterung. Geometrische Präparateinflüsse auf die ersten Linien

Die in Kapitel IV zusammengefaßten Erfahrungen bei den letzten Linien zeigen, daß die an sich gewünschte große Verbreiterung der letzten Linien bei der Beobachtung von Reflexen, die von einzelnen Körnern herrühren, durch die im Korn beschränkte Orientierungsmannigfaltigkeit nicht ausgeschöpft wird. Andererseits ist es nicht möglich, von reinsten Metallen bei vorsichtiger Behandlung so feinkristalline Präparate herzustellen, daß die Beobachtung von durchgehenden Linien möglich wäre, wobei dann beliebig große Verbreiterungen ausgeschöpft würden. Es bleibt also nur die Beobachtung kleinerer Debye-Scherrer-Verbreiterungen, wie sie die ersten Linien liefern. Die höheren Ansprüche, die dabei an Film (Schleierschwankungen) und Photometer zu stellen sind, sind nach den Erfahrungen bei den schmalsten Reflexen der letzten Linien erfüllt.

Da die Beobachtungen bei den letzten Linien ein Gitter nicht zu hoher Symmetrie nahelegten, wurden die ersten Linien des hexagonalen Zinks untersucht.

Die eine Verbreiterung der ersten Linien voll ausschöpfende Orientierungsschwankung im Einzelkorn (aus den S. 97 ff. diskutierten Gründen) war zum Teil an der Wiedergabe des aufgespaltenen Dubletts zu erkennen. Die Orientierungsschwankung reichte dabei hin (bei feiner Blende), daß sowohl die α_1- als auch die α_2-Linie mit merklicher Intensität reflektiert wurde, während die Linienverbreiterung selber erheblich kleiner war als der Dublettabstand. Die Häufigkeit der verschiedenen Teilchenorientierungen im Korn kann daher innerhalb der Reflexionsbreite als etwa konstant angesehen werden. Um auch in den Fällen, in denen das Dublett nicht auftrat, die ausreichende Orientierungsmannigfaltigkeit zu zeigen, wurde durch Aufnahmen mit großer, voll ausgeleuchteter[12]) Blende (unter sorgfältiger Konstanthaltung der übrigen Aufnahmeanordnung) nachgeprüft, ob diese voll wiedergegeben wurde. Alle konvergenten Strahlen, die von der symmetrisch vergrößerten Blende herkamen, wurden dabei von dem Einzelkorn tatsächlich reflektiert.

Die ersten Linien sind außerdem gegenüber Teilchenverbreiterung empfindlicher als die letzten Linien. Die beiden wichtigsten Beiträge liefern auch hier die natürliche Linienbreite und die Teilchenkleinheit. Während die Teilchenbreite mit $1/\cos\vartheta$ für ϑ gegen Null einem endlichen Grenzwert zustrebt, nimmt die mit $\operatorname{tg}\vartheta$ gehende natürliche Linienbreite (und eventuelle innere Spannungsbeiträge) nach Null hin ab. Beide Beiträge überlagern sich, wie schon erwähnt, nicht additiv. Besonders ist dann, wenn der kleinere Beitrag geringer ist als die Hälfte des größeren, vom ersteren praktisch überhaupt nichts mehr feststellbar (15). Es ergeben daher um so größere Teilchen eine merkliche zusätzliche Verbreiterung, je kleiner die natürliche Linienbreite gehalten werden kann, das heißt, je näher man bei $\vartheta = 0°$ arbeitet. Dabei kann man in diesem Sinne bei einem vorgegebenen Gitter den Meßbereich nach großen Teilchen hin

12) Es ist zu unterscheiden zwischen Ausleuchten und Beleuchten. Ersteres, das heißt die Ausfüllung der durch die Blende und den wirksamen Präparatbereich bestimmten Apertur, ist im vorliegenden Fall Bedingung. Dazu muß der Brennfleck der Röhre in der interessierenden Horizontalen größer sein als die auf ihn vom Kammermittelpunkt aus projizierte große Blende. Daher wurde ein Fenster der Müller-Röhre mit großer Horizontalausdehnung des Brennfleckes benützt. Der in der angegebenen Weise (siehe S. 100) angebrachte Monochromator beschränkte diese Horizontaldivergenz der Strahlung nur unwesentlich.

durch Verwendung kurzwelliger Strahlung erweitern, da die für die Linienbreite maßgebende Größe, die relative natürliche Linienverbreiterung $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$, für verschiedene Strahlungen nahezu gleich ist (16). Es zeigte sich aber, daß bereits mit CuK_α-Strahlung bei den ersten Linien von Zink eindeutige, über die natürliche Linienbreite hinausgehende Teilchenverbreiterungen beobachtbar waren.

Geometrische Präparateinflüsse. Die ersten Linien haben gegenüber den letzten den Nachteil, daß die geometrischen Präparatgrößeneinflüsse sich auf sie stärker auswirken. Es muß daher nachgeprüft werden, welche Bedingungen das Präparat erfüllen muß, damit diese Einflüsse unerheblich bleiben bzw. wie groß nicht zu umgehende Einflüsse sind.

Bei Verwendung einer ebenen Platte, die unter dem Braggschen Winkel angestrahlt wird, braucht bei erheblichen Verbreiterungen kein Präparatgrößeneinfluß in Rechnung gesetzt zu werden (Fokussierung). Bei sehr kleinen Verbreiterungen kann aber bereits die Eindringtiefe der Strahlung, die selbstverständlich nicht fokussiert wird, und ferner die Abweichungen des ebenen Präparates vom gültigen Fokussierungszylinder (siehe unten) merkliche Beiträge liefern.

Die Eindringtiefe hat zur Folge, daß ein einzelner einfallender Strahl als Parallelbündel reflektiert wird. Auf dem Film ergibt sich nach Fokussierung dieser von verschiedenen Präparatstellen herrührenden Bündel immer noch eine Linie der Breite b. b wird, solange die Eindringtiefe kleiner ist als die Korngröße, durch die wirksame Eindringtiefe der Strahlung bestimmt.

Die Größe a (vgl. Fig. 9) ist gleich der Eindringtiefe, in welcher der Primärstrahl auf den $1/2$ten Teil geschwächt ist, denn dann beträgt die Intensität des dabei reflektierten Sekundärstrahles die Hälfte des an der Oberfläche reflektierten Strahles, so daß auf diese Weise durch b etwa die Halbwertsbreite der zusätzlichen Verbreiterung bestimmt ist. a ergibt sich nach (17) zu

$$a = \frac{0{,}34}{\mu}.$$

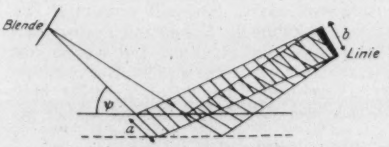


Fig. 9. Einfluß der Eindringtiefe des Primärstrahls auf die Linienbreite.

Für Zink, dem gegenüber dem ebenfalls hexagonalen Magnesium, das weniger absorbierte, der Vorzug gegeben wurde, beträgt bei der CuK_α-Linie $\frac{\mu}{\varrho} = 60{,}9$. Wie man aus Fig. 9 erkennt, ist

$$b = a \cdot \sin 2\psi.$$

Bei Fokussierung ist $\psi = \vartheta$. Für die ersten Linien war $\psi \approx 18{,}8°$. Somit $b \approx 5 \cdot 10^{-3}$ mm. Dieser Einfluß liegt somit noch unterhalb des Blendeneinflusses und weit unterhalb der natürlichen Linienbreite bei $\vartheta = 18{,}8°$.

Bei Verwendung einer Schlitzblende und eines auch in der Vertikalen ausgedehnten Präparates wird aus dem Fokussierungskreis in der Reflexionsebene, der durch den Ort des Präparates, der Blende und der Linie bestimmt ist, ein Fokussierungszylinder, der senkrecht zur Reflexionsebene steht und in der Reflexionsebene den Fokussierungskreis als Spur hat. Bei Verwendung in der Vertikalen paralleler[13]) Strahlung, die von der längs einer Mantellinie verlaufenden Schlitzblende herkommt, wird von dem Präparat, dessen Oberfläche in Strenge einen beliebigen Ausschnitt des Zylindermantels darstellen muß, eine scharfe Linie längs einer anderen Mantellinie geliefert. In der Praxis sind diese Verhältnisse nur anzunähern. Erstens ist das Präparat eben und zweitens ist nur ein einziger Fokussierungszylinder (der nur für eine bestimmte Reflexionsebene[14]), auf der er senkrecht steht, gilt) aus der Vielheit der Zylinderschar zu realisieren. Dieser ist durch den Verlauf der Spaltblende und die Stellung des Präparates festgelegt.

Das ebene Präparat, das den betreffenden Zylindermantel nur durch die zugehörige Tangentialebene annähert, muß bei Zentrierung in der Kammer unter dem Braggschen Reflexionswinkel angestrahlt werden. Befindet sich der ebene strahlende Bereich (Korn) nicht genau im Mittelpunkt der Kammer, so ist der dazugehörige genaue Fokussierungswinkel etwas vom Braggschen Winkel verschieden. Durch diesen Einfluß sind im vorliegenden Fall Fokussierungsfehler von etwa 1° möglich. Durch falsche Einstellung, besonders dadurch, daß die beiden ersten Linien gleichzeitig aufgenommen wurden, während sie sich in ihrem Reflexionswinkel um etwas mehr als 1° unterscheiden, sind ebenfalls kleine Fehler möglich. Die Anstrahlfehler dürften also insgesamt einige Grad betragen.

Wenn die angestrahlte Präparatoberfläche genau senkrecht zur Reflexionsebene verläuft, läßt sich der dann noch allein mögliche maximale

13) Dadurch ist eine einzige definierte Reflexionsebene festgelegt.

14) In der Praxis dient hierzu die Äquatorebene.

Einfluß auf die Linienbreite durch falsche Anstrahlrichtung und die Ebenheit des Präparates aus Fig. 10 ablesen.

Ist Δh die maximale Abweichung des strahlenden Präparatteiles (Korn) vom Fokus-

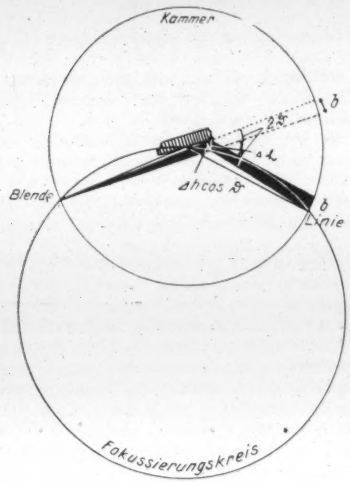


Fig. 10. Einfluß der Präparatebenheit und eines Fehlers in der Fokussierungseinstellung auf die Linienbreite.

sierungskreis, so ergibt sich der dadurch verursachte maximale Einfluß auf die Linienbreite zu $b = 2\,\Delta h \cdot \cos\vartheta$. Bei einer Korngröße von $\Delta r = 0{,}1$ mm und einem Anstrahlfehler von $\Delta\psi = 3{,}6°$ ergibt sich für $\Delta h = \frac{\Delta r \cdot \Delta\psi}{360} = 0{,}001$ mm und für b bei den ersten Linien etwa das Doppelte.

Liegt die Reflexionsebene nicht genau senkrecht zum Präparat, wie es für äquatorferne Reflexe zutrifft, sondern weicht sie in der Vertikalrichtung vom Fokussierungszylinder ab, so ist dadurch ein weiterer geometrischer Einfluß auf die Linienbreite möglich. Ist die Ausdehnung des Präparates in der Vertikalen Δr und ist φ die Winkelabweichung von der Mantellinie des Zylinders, so erscheint in der Nähe von $\vartheta = 0°$ die Linie auf $b = \Delta r \cdot \sin\varphi$ verbreitert. Bei einem Kammerradius von etwa 100 mm und einer beiderseits des Kammeräquators zugelassenen Abweichung der Reflexe von 6 mm ergibt sich φ zu etwas mehr als 3°. Wenn die Korngröße $\Delta r = 0{,}1$ mm beträgt (wie es der Wirklichkeit etwa entspricht), wird dadurch $b = 0{,}006$ mm.

Die größte Abweichung vom Linienschwerpunkt und damit der maximal mögliche Fehler auf die Linienbreite beträgt also bei den möglichen Abweichungen vom Fokussierungszylinder in jedem Fall, auch bei den ersten Linien, nur einige Tausendstel Millimeter und ist somit praktisch ohne Einfluß auf die Gesamtlinienbreite.

b) Präparatherstellung

Während die Herstellung der bei den letzten Linien verwendeten Kupferpräparate verhältnismäßig leicht gelang, war die Herstellung der für die ersten Linien benützten Zinkpräparate etwas schwieriger. Die rekristallisierten Proben zeigten scharfe Texturen, da der Verformungsgrad ziemlich groß sein muß, um genügend feines Korn zu erhalten. Bei den ebenen, nach der einseitigen Verformung rekristallisierten Blechen, die in Fokussierungsrichtung angestrahlt wurden[15]), traten deshalb überwiegend nur noch Reflexe der hexagonalen Basisebene auf, die sich als Gleitebene bekanntlich etwa parallel zur Oberfläche des verformten Bleches einstellt, ein Zustand, der bei der Rekristallisation erhalten bleibt. Durch zweiseitiges Walzen erreichte man, daß neben der Basisreflexion (002) auch noch die besonders interessierende Prismenreflexion (100) auftrat. Um für die Fokussierung eine einwandfreie Präparatfläche sicherzustellen, wurde das Präparat nach der Verformung auf einer Fläche eben poliert und dann bei Temperaturen bis zu 300° C während zwei bis drei Stunden rekristallisiert. Abgekühlt wurde das Präparat in einem Ofen großer Wärmekapazität über Nacht.

Die gegossenen Präparate zeigten trotz sorgfältig ausgewählter Erstarrungsbedingungen (Erschütterung der Gießform durch eine elektrisch erregte Membran, geeignetes Vorwärmen der Kokille) starke Stengelbildung. Durch geeignete Formgebung und Vorwärmen der Kokille wurde jedoch erreicht, daß die Stengel nahezu parallel zu einer Oberfläche des Präparates (die nachfolgende Meßfläche) verliefen. Dabei traten dann trotz der Grobkörnigkeit des Präparates, die Basisreflexe in ausreichender Anzahl neben einigen Prismenreflexionen auf. Nach dem Erstarren des Gusses betrug die Temperatur der Kokille etwa 200° C. Innerhalb etwa einer halben Stunde kühlte die Kokille mit Präparat auf Zimmertemperatur ab. Zum Teil wurden die Präparate, um eventuelle größere Gußspannungen zu beseitigen, bei 250° C nachgeglüht, ohne daß sich aber dabei etwas an der vorher ge-

15) Dabei reflektieren nur noch Körner mit parallel zur Präparatoberfläche verlaufenden Netzebenen.

messenen durchschnittlichen Reflexbreite auffallend änderte. Spannungen usw. waren also, wenn sie aufgetreten sind, schon während der langsamen Abkühlung, soweit überhaupt wieder möglich, verschwunden, verformte Bereiche mit Sicherheit bereits wieder rekristallisiert.

c) Ergebnisse und Diskussion der möglichen Verbreiterungseinflüsse

α) Meßergebnisse. Die beiden untersuchten Linien (002) und (100), die sich in ihrem Reflexionswinkel nur um etwas mehr als 1° unterscheiden und von zwei aufeinander senkrecht stehenden Netzebenen herrühren, konnten gleichzeitig unter ihrem mittleren Fokussierungswinkel aufgenommen werden.

Die Größe der natürlichen Linienbreite bei dem Kammerradius von 97 mm und bei 18,8°, wie dies etwa den ersten Linien von Zink- und Kupferstrahlung entspricht, beträgt nach (16) bei K_{α_1} etwa 0,026 mm, während sie bei K_{α_2} mit 0,033 mm etwas größer ist. Die kleinste feststellbare Teilchenbreite ist etwa die Hälfte dieser Breiten. Dies entspricht einer maximal feststellbaren oberen Teilchengröße von etwa $1 \cdot 10^{-4}$ cm.

Am rekristallisierten Material ergab sich die Linie (002) stets eindeutig über die natürliche Linienbreite hinaus verbreitert, während (100) geringere, zum Teil nicht sicher über die natürliche Linienbreite hinausgehende Breite zeigte. Am gegossenen Material ergab (100) etwa dasselbe wie beim rekristallisierten, während (002) teilweise deutliche Verbreiterung aufwies, die jedoch durchschnittlich geringer war als im rekristallisierten Fall. Fig. 11 zeigt Mikroaufnahmen (1 Skalenteil = 0,02 mm auf dem Film) von solchen Reflexen.

Die erhaltenen Mittelwerte der genauen Breiten sind in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I

Zustand	Rekristallisiert		Gegossen	
Linie	(002)	(100)	(002)	(100)
Mittlere Linienbreite (in mm)	0,061 ± 0,004	0,038 ± 0,003	0,048 ± 0,006	0,039 ± 0,004
Zahl der Meßwerte	14	7	22	3

Einige wenige Reflexe, die teilweise noch schmäler waren als die natürliche Linienbreite, bei denen die Ausschöpfungsbedingung nicht erfüllt war, sind dabei nicht berücksichtigt.

Die festgestellten Linienbreiten erstrecken sich beim rekristallisierten Material der Linie (002) von 0,057 bis 0,066 mm, der Linie (100) von 0,030 bis 0,047 mm. Beim gegossenen Material liegen die Werte der Linie (002) zwischen 0,035 und 0,058 und bei der Linie (100) zwischen 0,035 und 0,045 mm. Die Linie (111) zeigt Breiten, die durchschnittlich nicht sehr viel über denen der Linie (100) liegen.

Während demnach zwischen den Breiten der Linie (100) der beiden Zustände innerhalb der Meßfehler kein Unterschied festgestellt werden kann, unterscheiden sich die Breiten der Linie (002) zwischen gegossenem und rekristallisiertem Material deutlich.

Neben der Teilchenkleinheit und eventuellen inneren Spannungen hat, wie gezeigt wurde, nur die natürliche Linienbreite und die Blende einen merklichen Einfluß auf die Breite der Linien. Die Blendenbreite ist 0,01 mm, während die natürliche Linienbreite der α_1-Linie 0,026 mm und die der α_2-Linie 0,033 mm beträgt. Nach Dehlinger und Kochendörfer (18) ergibt dies eine Gesamtbreite von 0,028 bzw. 0,034 mm. Ein Teil der gemessenen Breiten ist also eindeutig größer als die durch die natürliche Linienbreite und die Blende verursachte Breite.

β) Untersuchung der Möglichkeit von Gitterverzerrungen. Selbst die vorsichtige Herstellungsweise der Präparate schließt innere Spannungen der Körner nicht aus, die Restspannungen von der der Rekristallisation vorausgegangenen Verformung sein können oder die besonders durch die Anisotropie der Wärmeausdehnung bei der Abkühlung auf Zimmertemperatur im vielkristallinen Material verursacht sein können. Diese Abkühlspannungen zwischen den verschiedenen Körnern sind bei Anwesenheit einer scharfen Textur kleiner als bei einem vollständig regellos orientierten vielkristallinen Präparat. Die eindeutig festgestellte geringere Breite des gegossenen Materials gegenüber dem rekristallisierten könnte in diesem Sinne als die Folge eines Unterschiedes in der Textur der beiden Proben gedeutet werden. Die (eventuell) schärfere Textur der Gußproben bedingte dann geringere innere Spannungen. Es kann nun jedoch gezeigt werden, daß die Verbreiterung als Teilchenverbreiterung aufgefaßt

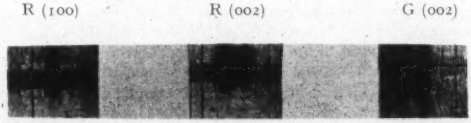


Fig. 11. Mikroaufnahmen von zwei Reflexen an rekristallisiertem (R) und eines Reflexes an gegossenem (G) Material. Ein Teilstrich entspricht $^2/_{100}$ mm.

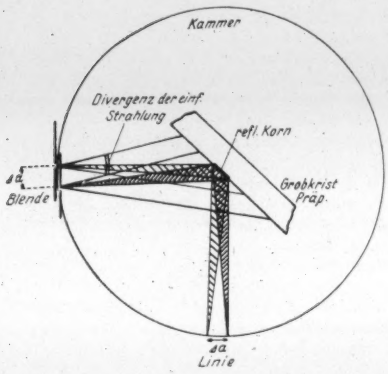


Fig. 12. Abtastung der Reflexionsbreite eines Kornes durch seitliche Verschiebung der Blende.

werden muß, der Breitenunterschied somit ebenfalls von einem Teilchengrößenunterschied herrührt.

Nach Kochendörfer (15) lassen sich Verzerrungs- und Teilchenverbreiterung infolge ihres verschiedenen Verlaufs mit ϑ durch Vermessen aller Linien einzeln bestimmen. Da sich insbesondere bei niederem ϑ dieser Verlauf deutlich unterscheidet, konnte durch Vergleich mit der Linienbreite bei einem höheren Reflexionswinkel entschieden werden, ob die gemessene Verbreiterung überwiegend als Verzerrungs- oder Teilchenverbreiterung angesehen werden muß. Die bei regelloser Teilchenorientierung hierfür günstigen letzten Linien scheiden jedoch in unserem Fall wegen Nichtausschöpfung der zu großen Verbreiterungen durch das Einzelkorn aus. Es wurde vermutet, daß die Linie (004) bei etwa $\vartheta = 39°$ dagegen noch geeignet war. Allerdings war bei dieser Linie die Erfüllung der Ausschöpfungsbedingung nicht mehr an der Wiedergabe des

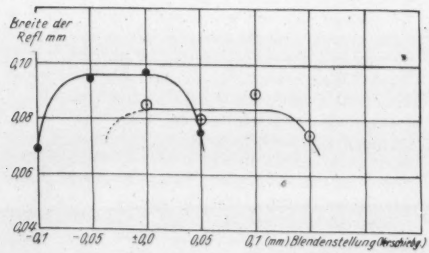


Fig. 13. Verlauf der Breite zweier Reflexe der Linie (004) mit der seitlichen Blendenverschiebung.

Dubletts zu erkennen[16]). Es mußte deshalb bei einer Breitenmessung bei höheren ϑ die Erfüllung dieser Bedingung auf andere Weise nachgewiesen werden. Dies gelang durch meßbare seitliche Verschiebung der Blende mittels des Schwalbenschwanzes *Sch* (Fig. 6). Durch diese Verschiebung zwischen mehreren Aufnahmen, die bei der Beobachtung von Einzelreflexen einer Präparat- (Korn-) Drehung in bezug auf den einfallenden Strahl gleichkommt (siehe Fig. 12)[17]), wird die ganze Reflexionsbreite des Kornes schrittweise abgetastet. Wenn dabei der Verschiebungsbereich Δa der Blende und damit des Reflexes auf den Filmen, innerhalb dessen ein Korn eine feste Wellenlänge reflektiert, größer ist als die Breite des Reflexes, und wenn diese Breite in einem gewissen Verschiebungsbereich konstant ist, so ist die Ausschöpfbedingung für die Summe aller Verbreiterungen erfüllt.

Bei dieser Untersuchung wurde die 0,03 mm große Blende, die praktisch keinen Beitrag zur Linienbreite liefert, von Aufnahme zu Aufnahme um je 0,05 mm seitlich verschoben. Ein Reflex von ein und demselben Korn des am meisten verbreiternden Materials, also des rekristallisierten Materials, wurde bei den verschiedenen Blendenstellungen auf seine Breite hin untersucht.

Fig. 13 zeigt, daß innerhalb eines gewissen Verschiebungsbereiches die Reflexbreite etwa

16) Dagegen trat bei Blendengrößen von etwa 0,1 mm ab aufwärts auch hier ein aufgespaltenes Dublett auf, das jedoch geringeren Abstand hatte, als es der α_1- und α_2-Linie entspricht. Der Abstand war jedoch größer als die Hälfte des normalen Dublettabstandes, wie es bei der sogenannten Gerlach-Aufspaltung der Fall ist [(20), S. 172]. Es stellt dies also einen Übergang zwischen Gerlach- und normaler Dublettaufspaltung dar, wobei auch hier, wie bei der reinen Gerlach-Aufspaltung, verschiedene Blendenbereiche, das heißt konvergierende Einfallstrahlen, wirksam sind. Als von der Art der Aufspaltung unabhängiges qualitatives Kriterium für die Entscheidung, ob es sich um eine mit tg oder $1/\cos\vartheta$ gehende Verbreiterung handelt, wäre der „Grad der Aufspaltung" anzusehen. Es ist darunter der Quotient aus Linienbreite und Dublettabstand zu verstehen. Wenn dieser Quotient nach höheren ϑ abnimmt, wäre damit eine $1/\cos\vartheta$-Verbreiterung (also eine Teilchenverbreiterung) wahrscheinlich gemacht, denn Spannungsbreiten müßten gleich der Dublettaufspaltung mit $\mathrm{tg}\,\vartheta$ ansteigen. Der Quotient müßte also konstant bleiben. Tatsächlich war aber eine solche Abnahme deutlich feststellbar. Der Grad der Aufspaltung nahm von etwa 0,4 bei 18° bis 0,27 bei etwa 40° ab. Dabei kann der Wert infolge der natürlichen Linienbreite nicht kleiner als 0,17 für α_1 und 0,21 für α_2 werden. Daraus kann schon qualitativ geschlossen werden, daß kein merklicher Verzerrungseinfluß auf die Reflexbreite vorhanden ist.

17) Sofern das Korn überhaupt noch bestrahlt wird. Bei der im Vergleich mit den Verschiebungsgrößen großen Einfallsdivergenz war dies praktisch immer der Fall.

konstant ist und der Verschiebungsbereich selber größer ist als die Reflexbreite. Somit ist die Ausschöpfungsbedingung bei diesen Reflexen ebenfalls mit Sicherheit erfüllt. Die voll ausgeschöpfte Breite der Linie (004) beträgt somit im Mittel 0,09 mm.

Die an anderen Linien in derselben Weise bestimmten Breiten lagen noch näher bei der natürlichen Linienbreite, wobei auch hier die Reflexionsbreite des Kornes eine Blendenverschiebung von 0,2 mm erlaubt (die fast dreimal so groß ist wie die dabei festgestellte Verbreiterung), ohne daß der Reflex verlöscht.

Unter der Annahme, daß die über die natürliche Linienbreite hinausgehende Verbreiterung der Linie (002) eine reine Teilchenbreite ist, läßt sich leicht ausrechnen [(18), S. 136], welche Breite unter derselben Annahme die Linie (004) haben müßte. Es ergibt sich für die α_1-Linie 0,084 mm und für die α_2-Linie 0,097 mm. Demgegenüber wäre die Breite der Linie (004), wenn man annimmt, daß die Breite von R (002) durch innere Verzerrungen vergrößert ist, 0,153 mm.

Die tatsächlich erhaltene Breite von im Mittel 0,09 mm zeigt deutlich, daß die Verbreiterung der ersten Linien nur als eine Teilchenverbreiterung gedeutet werden kann und eventuell noch vorhandene Verzerrungen so klein sind, daß sie keinen nachweisbaren Beitrag zur Gesamtbreite der ersten Linien geben.

γ) Teilchengröße im gegossenen und rekristallisierten Zustand. Nunmehr läßt sich durch Elimination der Blendengröße und der natürlichen Linienbreite aus den gemessenen Breiten nach Kochendörfer (15) eine reine Teilchenverbreiterung berechnen, und aus dieser kann wiederum die Ausdehnung der Mosaikteilchen senkrecht zur jeweils reflektierenden Netzebene angegeben werden. Das Ergebnis zeigt Tabelle II.

Tabelle II

Zustand	Rekristallisiertes Material		Gegossenes Material		
Linie	(002)	(100)	(002)	(100)	
Für Teilchenbreite maßgebende Kristallrichtung	[001]	[100]	[001]	[100]	
Gemessene Breiten	0,057–0,066	0,03–0,047	0,035–0,058	0,035–0,045	mm
Blendengröße	0,01	0,01	0,01	0,01	mm
Reduzierte Breite	0,056–0,065	0,028–0,046	0,033–0,057	0,033–0,044	mm
Mittlere natürliche Linienbreite	0,03	0,03	0,03	0,03	mm
Reine Teilchenbreite	0,038–0,048	< 0,014–0,027	< 0,016–0,039	< 0,016–0,023	mm
Teilchengröße $\cdot 10^{-5}$	3,6–2,9	> 10,0–5,2	> 8,8–3,6	> 8,8–6,0	cm

Da bei der Messung α_1 und α_2 nicht immer unterschieden werden konnte, ist auch bei der Auswertung auf Unterscheidung bei erheblichen Teilchenverbreiterungen verzichtet. Es wurde dabei (weil der Fehlereinfluß gering ist) mit einer mittleren natürlichen Linienbreite von 0,03 mm gerechnet.

Bei den kleinsten gemessenen Breiten von 0,03 bis 0,035 mm kann nicht mehr mit Sicherheit von einem verbreiternden Teilchengrößeneinfluß über die natürliche Linienbreite und die Blendengröße (0,028 für α_1 und 0,035 für α_2) hinaus gesprochen werden. Für diese Werte läßt sich nur eine Mindestgröße der Teilchen angeben. Tatsächlich können sie aber auch noch wesentlich größer sein. Die Angabe der kleinsten Meßwerte und damit der entsprechenden Grenzen für die nicht mehr erfaßbaren Teilchengrößen bei der Linie (100) dürfte ein der Wirklichkeit besser entsprechendes Bild geben als die aus den Mittelwerten von Tabelle I noch genau berechenbaren Teilchengrößenwerte[18]). Die übrigen Breiten ergaben die eindeutig bestimmten Teilchengrößenwerte.

Die Ergebnisse besagen, daß die Ausdehnung der Teilchen in Richtung der hexagonalen Achse in beiden Zuständen am kleinsten ist und die Teilchengröße beim gegossenen Material im Durchschnitt, bei allerdings größerer Streuung, höher liegt als beim rekristallisierten. Die Ausdehnung der Teilchen senkrecht zur hexagonalen Achse ist größer und erstreckt sich bei beiden Zuständen bis zu Werten, die bei der vorliegenden Empfindlichkeit auf Teilchenverbreiterung nicht mehr erfaßt werden können. – Daß die Mosaikgröße im gegossenen Zustand größer ist als im rekristallisierten Zustand, steht in Übereinstimmung mit den Folgerungen von Dehlinger und Gisen aus Messungen des integralen Reflexionsvermögens (6). Daß die Ausdehnung der Teilchen in der hexagonalen Basis zum Teil Werte hat, die keine merkliche Teilchenverbreiterung der Linie (100) erkennen lassen, kann mit der von L. Graf auf Grund mikroskopischer Befunde gebildeten Auffassung identifiziert werden, wonach die Mosaikteilchen als Platten parallel zur hexagonalen Basisebene anzusehen seien.

18) Man beachte, daß der wirkliche Mittelwert der Teilchengröße nicht mit dem aus dem Mittelwert der Breiten berechneten Wert übereinstimmt.

Allerdings gilt dies nur bis zu den angegebenen noch feststellbaren oberen Teilchendimensionen[19]). Die Aussage wird hinsichtlich des Kristallinnern dahin ergänzt, daß die Lamellen mindestens innerhalb dieser Ausdehnung in sich kohärent sind.

Beim gegossenen Material wurden neben den Breiten, die auf keine Teilchenverbreiterung schließen lassen, auch solche Reflexe beobachtet, die praktisch dieselbe Breite aufwiesen, wie sie im rekristallisierten Fall beobachtet wurden. Ob nun eine Teilchenverbreiterung, das heißt Mosaikstruktur, primär zum gegossenen Zustand überhaupt gehört oder nicht, kann damit nicht entschieden werden. Es ist denkbar[20]), daß die Unterteilung des ursprünglich einheitlichen Gußkristalls eine Folge „anisotroper Wärmespannungen" und eventuell sich daran anschließender Rekristallisation ist. Hierüber könnten nur Messungen an gegossenen Metalleinkristallen Klarheit bringen.

19) Ob es wirklich so ausgedehnte Platten sind, wie sie L. Graf beobachtet hat, auch dann, wenn in bestimmten Richtungen von einer Teilchenverbreiterung nichts feststellbar ist, kann infolge des auch bei den ersten Linien immer noch geringen Meßbereiches nach großen Teilchendimensionen hin (siehe S. 105) nicht entschieden werden.

20) Diese Annahme liegt wegen der Streuung der Linienbreite von Werten, wo noch nicht von Teilchenverbreiterung gesprochen werden kann, bis zu deutlichen Teilchenbreiten besonders nahe.

Literaturverzeichnis

1) P. P. Ewald, Handbuch der Physik, Bd. XXIII/2.
2) M. Kersten, Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft. Hirzel 1943.
3) A. Kochendörfer, Plastische Eigenschaften von Kristallen und metallischen Werkstoffen. Berlin 1941.
4) M. Renninger, Zeitschr. f. Krist. **89**, 344, 1934.
5) R. W. Jones, Zeitschr. f. Krist. **89**, 295, 1934.
6) U. Dehlinger und F. Gisen, Physik. Zeitschrift **35**, 375, 1934.
7) L. Graf, Zeitschr. f. Elektrochem. u. angew. physik. Chem. **48**, 181, 1942; Zeitschr. f. Phys. **121**, 73, 1943.
8) Z. Gyulai, Zeitschr. f. Krist. **91**, 142, 1935.
9) A. Kochendörfer, Physik. Zeitschr. **43**, 313, 1942.
10) W. L. Bragg und H. Lipson, Nature **141**, 367, 1938.
11) A. Müller, Nature **140**, 1012, 1937.
12) A. H. Compton, Phys. Rev. **19**, 69, 1922.
13) M. v. Laue, Zeitschr. f. Krist. **64**, 115, 1926.
14) R. W. Jones, Proc. Roy. Soc. **166**, 16, 1938.
15) A. Kochendörfer: Erscheint demnächst in der Zeitschr. f. Krist. (Vgl. vorläufige Veröffentlichung in den Naturwiss. **31**, 506, 1943.)
16) S. K. Allison, Phys. Rev. **44**, 63, 1933.
17) R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, Berlin 1936.
18) U. Dehlinger und A. Kochendörfer, Zeitschrift f. Krist. **101**, 134, 1939.
19) U. Dehlinger und A. Kochendörfer, Zeitschrift f. Metallkunde **31**, 231, 1939.
20) Halla-Mark, Röntgenographische Untersuchung von Kristallen, Leipzig 1937.

Stuttgart, 15. Januar 1944.

(Eingegangen 21. Februar 1944)

Über den Einfluß der Umstimmung des Auges auf die Wirkung von Filtern

Von Werner Kliefoth

(Aus dem Physikalischen Institut der Universität Breslau)

Zusammenfassung

Es wird der Einfluß der Umstimmung des Auges bei Betrachtung des 24teiligen Ostwaldschen Farbkreises *ia* durch die Filtergläser Neophan und Umbral untersucht. Ohne Berücksichtigung der Umstimmung zeigt der durch Neophan betrachtete, im Farbdreieck dargestellte Farbkreis eine Dehnung, bei Betrachtung durch Umbral eine Translation. Durch die Umstimmung wird die Verschiebung beim Umbral wieder rückgängig gemacht, nicht aber beim Neophan. Die durch beide Filter bewirkten Farbtonänderungen sind nicht erheblich. Um Aussagen über die Sättigungsänderungen zu erhalten, die auch mit dem physiologischen Eindruck übereinstimmen, wurde eine andere Definition der Sättigung gegeben. Die Filter ändern nicht nur die Sättigung der betrachteten Körperfarbe, sondern auch ihren Farbton. Mit der Empfindung bleibt man aber nur im Einklang, wenn man Sättigungen von Farbpunkten vergleicht, die definitionsgemäß den gleichen Farbton haben. Deshalb wird die Sättigung auf einen ideellen Farbpunkt bezogen, der auf der Kurve des Ostwaldschen Farbkreises liegt, wenn man den durch die 24 Farbpunkte gelegten Linienzug als geschlossene Kurve ansieht, d. h. wenn es unendlich viele Ostwaldsche Farbtäfelchen gäbe. Durch diese Darstellung wird deutlich, daß die Wirkung des Neophans vorwiegend auf einer Steigerung der Sättigung des Farbtones beruht, im Gegensatz zum Umbral, bei dem nach der Umstimmung des Auges nur eine geringe Sättigungsänderung übrigbleibt.

Es wird gezeigt, daß Noteboom und Ströble von vorliegenden Ergebnissen abweichende erhalten, weil sie die Sättigungen nicht auf den gleichen Farbton beziehen. Zum Schluß sind die Ergebnisse anstatt im Helmholtz-Königschen Farbendreieck in der empfindungsgemäß abgestuften Farbtafel von McAdam wiedergegeben.

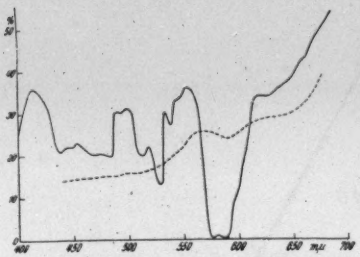


Fig. 1. Spektrale Durchlässigkeit.
Kurve ——: Neophan; Kurve -------: Umbral.

In den letzten Jahren sind mehrfach Untersuchungen über eine Verbesserung des Unterscheidungsvermögens der Farben durch Filter gemacht worden[1]); hierbei wurde der Frage der Umstimmung des Auges durch Filter besondere Aufmerksamkeit gewidmet.

Unter Umstimmung des Auges versteht man die Anpassung des Auges an die jeweils herrschende Beleuchtung. Ersetzt man das Tageslicht durch eine künstliche Lichtquelle, so stellt sich das Auge auf die geänderte Beleuchtung um; nach einer kurzen Einwirkungszeit empfindet das Auge die neue Beleuchtung als „weiß". Ein Blatt weißes Papier erscheint weiß sowohl im Sonnenlicht als auch bei Lampenlicht. Bei der Frage nach der Wirksamkeit von Filtern handelt es sich um folgendes: Wie weit wird die durch ein Filter bewirkte Änderung des Farbtones und der Sättigung nach Umstimmung des Auges wieder rückgängig gemacht und dadurch die beabsichtigte Wirkung des Filters, nämlich den Kontrast zwischen zwei Farben zu verändern, wieder aufgehoben? In der vorliegenden Arbeit wurden zwei vielfach verwendete Filter Neophan und Umbral untersucht, und zwar in ihrer Wirkung auf den vollständigen 24teiligen Ostwaldschen Farbkreis *ia* als Farbobjekt. Die Aussagen beziehen sich auf Farben mittlerer Sättigung, wie sie dem *ia*-Farbkreis entsprechen. Die Gesamtdurchlässigkeit der beiden benutzten Filter für weißes Licht (Farbtemperatur 3000° K) betrug für Neophan 21,95 Proz., für Umbral 22,50 Proz. Das schwach blau gefärbte Neophanglas ist durch eine stark zerklüftete Durchlässigkeitskurve charakterisiert (Fig. 1), die ihr Hauptminimum im Gelb besitzt, während das rotbräunlich gefärbte Umbralglas eine im großen gesehen monoton langsam ansteigende Durchlässigkeitskurve aufweist (Fig. 1).

Die Remissionsfunktion $\varepsilon(\lambda)$ der 24 Farbtäfelchen des Ostwaldschen Kreises *ia*, wie ihn die „Farbnormenergie" in Großbothen (Sa.) lieferte, wurde mit dem Spektralphotometer von König-Martens in der üblichen Weise[2]) gegen ein rein weißes Pigment gemessen. Dabei ist angenommen, daß das weiße Täfelchen sämtliche Wellenlängen diffus völlig reflektiert, so daß die für alle Wellenlängen gemessenen Remissionen die Remissionsfunktion der betreffenden Körperfarbe darstellen. In Fig. 2 ist die Remissionsfunktion für Täfelchen *ia* 24 wiedergegeben; die Messung wurde einmal mit dem Weißtäfelchen durchgeführt, mit dem sämtliche Messungen gemacht wurden, sodann wurde sie mit einem noch unbenutzten Weißpigment wiederholt. Man erkennt, daß beide Remissionskurven praktisch identisch sind, das Remissionsvermögen des benutzten Weißplättchens sich also während der Messungen nicht verändert hat.

Die gemessenen Remissionswerte sind in Tabelle I zusammengestellt. Da die Remission das Verhältnis der vom farbigen und der vom weißen Pigment zurückgeworfenen Intensitäten darstellt, ist sie unabhängig von der Art der Beleuchtung; ebenso kommt es nicht auf die Farbtüchtigkeit des Beobachters an, da nur die Gleichheit der Intensitäten zweier physikalisch gleicher Spektrallichter festzustellen ist.

Die Farbe eines Pigmentes ist außer durch die Remissionsfunktion durch die Zusammensetzung des Beleuchtungslichtes bestimmt. Wir beziehen die Beleuchtung auf das unzerlegte Tageslicht und benutzen als Maß für die Gesamterregung der drei Grundprozesse die sog. Grundempfindungskurven von König mit den Exner-

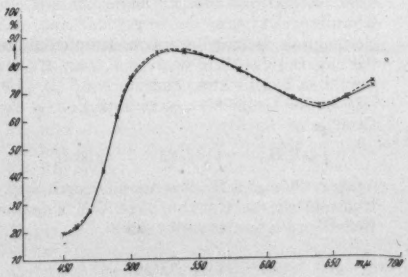


Fig. 2. Remissionsfunktion für Farbtäfelchen *ia* 24.
——: Messung mit altem Weißtäfelchen;
------: Messung mit neuem Weißtäfelchen.

1) Noteboom, Zeitschr. f. Instrumentenkde. **55**, 317ff., 1935; Ströble, Das Licht 1939; F. Weidert, Anales de Fisica y Quimica (Madrid) **38**, 202–235, 1942, speziell S. 220; Schaefer-Kliefoth-v. Wolff, Zeitschr. f. Techn. Phys. **24**, 125–140, 1943.

2) Vgl. z. B. Schaefer-Ackermann, Zeitschrift f. Techn. Phys. **8**, 1, 1927.

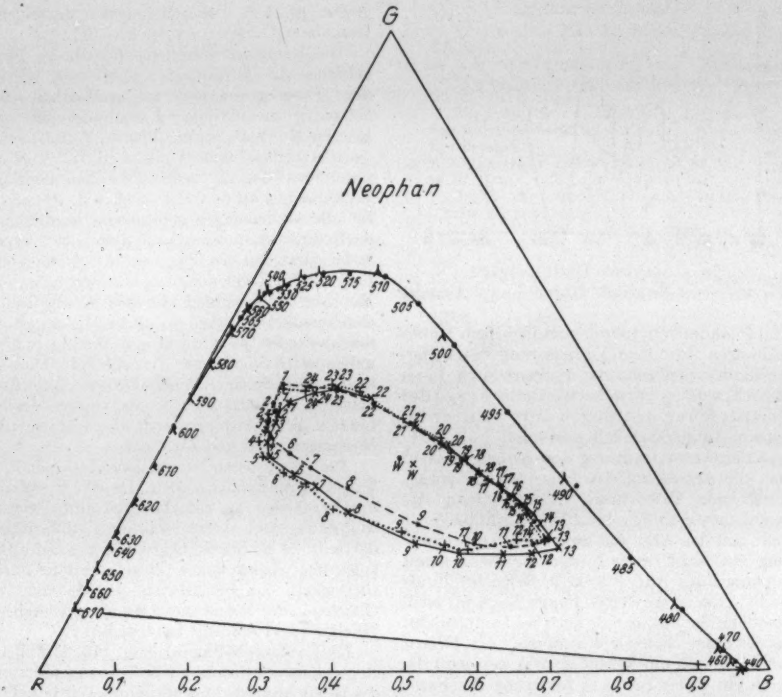


Fig. 3. Ostwaldscher Farbkreis *ia*.

—•———•—: Farbkreis ohne Filter; • *W*: Weißpunkt ohne Filter; —×——×—: Farbkreis mit Neophan; ×*W'*: Weißpunkt mit Neophan; ···+·····+···: Farbkreis mit Neophan transformiert; —•—•—: Spektralkurve; ⅄: transformierte Werte.

schen Korrekturen, oder wie man heute sagt, die Grundreizkurven, die so gewählt sind, daß gleich große Beträge der Grundempfindungen (Grundreize) das Weiß des von König-Exner gewählten Tageslichtes ergeben. Sind $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ die drei Grundreize, so sind die Beträge der Grundreize

$$\int x(\lambda)\,d\lambda, \qquad \int \bar{y}(\lambda)\,d\lambda, \qquad \int \bar{z}(\lambda)\,d\lambda,$$

integriert über den Bereich des sichtbaren Spektrums; für die drei Reizbeträge X, Y, Z des betreffenden Pigmentes ergibt sich:

$$X = \int \varepsilon(\lambda) \cdot \bar{x}(\lambda)\,d\lambda,$$

$$Y = \int \varepsilon(\lambda) \cdot \bar{y}(\lambda)\,d\lambda,$$

$$Z = \int \varepsilon(\lambda) \cdot \bar{z}(\lambda)\,d\lambda.$$

Die Werte X, Y, Z sind für die 24 Täfelchen des *ia*-Farbkreises in Tabelle II aufgeführt. Sie weichen zum Teil gegen die Kohlrauschschen[3]) ab. Dies erklärt sich einmal durch Meßungenauigkeiten; ferner wurde aber in der vorliegenden Arbeit der mit verbessertem Verfahren hergestellte 24teilige *ia*-Kreis benutzt statt des vor etwa 30 Jahren hergestellten 100teiligen Kreises.

Von den 3 Reizbeträgen geht man zu den sog. Reizanteilen über, indem man die Maßzahlen X, Y, Z auf die Summe 1 reduziert; so erhält man die Reizanteile:

$$x = \frac{X}{X+Y+Z}, \quad y = \frac{Y}{X+Y+Z}, \quad z = \frac{Z}{X+Y+Z}.$$

Diese Werte lassen sich unmittelbar als Dreieckskoordinaten in das Farbdreieck eintragen; oder man bestimmt aus ihnen mit Hilfe der üblichen Schwerpunktsberechnung die Lage der

3) Physik. Zeitschr. **21**, 402, 1920.

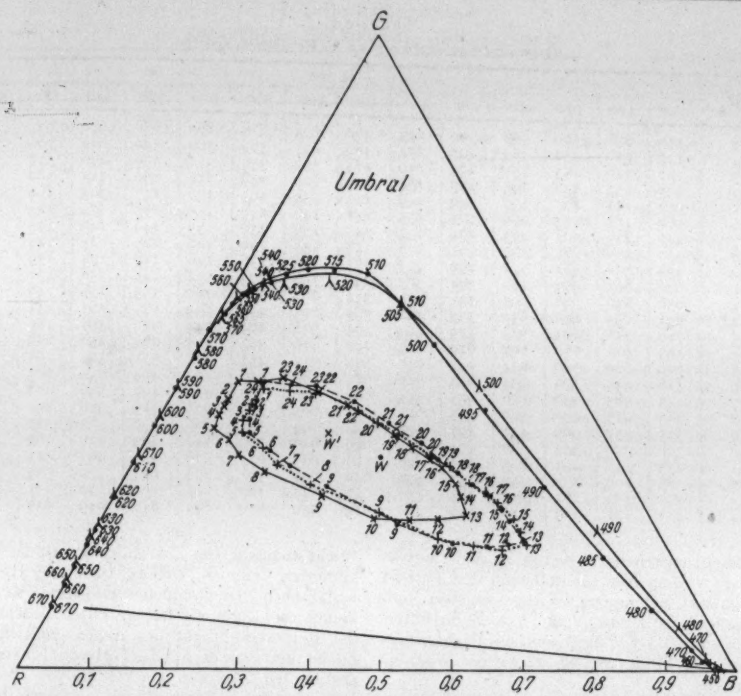


Fig. 4. Ostwaldscher Farbkreis *i a*.
—•———•—: Farbkreis ohne Filter; • *W*: Weißpunkt ohne Filter; —×——×—: Farbkreis mit Umbral; ×*W'*: Weißpunkt mit Umbral; ·····+·····: Farbkreis mit Umbral transformiert; —•—•—: Spektralkurve; —·—·—: Spektralkurve transformiert.

Farbpunkte durch rechtwinklige Koordinaten (ξ, η); dann ist:

$$\xi = \frac{\frac{1}{2}Y + Z}{X + Y + Z}, \qquad \eta = \frac{\frac{1}{2}\sqrt{3}\,Y}{X + Y + Z}.$$

Diese Werte sind im Farbdreieck Fig. 3 und Fig. 4 eingetragen. Auf die gleiche Weise wird der Ort der Farbtäfelchen bei Betrachtung durch ein Filter im Farbdreieck festgelegt. Zu diesem Zweck wurde die spektrale Durchlässigkeit der Filter ebenfalls mit dem König-Martensschen Spektralphotometer bestimmt (Fig. 1) und die zu jeder Wellenlänge gehörige Durchlässigkeit $\tau(\lambda)$ mit der betreffenden Remission und der entsprechenden Ordinate der Grundreizkurve multipliziert:

$$X' = \int \tau(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot \bar{x}(\lambda)\, d\lambda\,,$$

$$Y' = \int \tau(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot \bar{y}(\lambda)\, d\lambda\,,$$

$$Z' = \int \tau(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot \bar{z}(\lambda)\, d\lambda\,.$$

Aus diesen Werten erhält man wieder die Reizanteile x', y' z'; die zugehörigen rechtwinkligen Koordinaten ξ' und η' sind in Fig. 3 für Neophan und in Fig. 4 für Umbral eingetragen. Man erkennt, daß durch Neophan eine Vergrößerung (Dehnung) des Farbkreises stattfindet, während es sich bei Umbral mehr um eine Translation des Farbkreises als Ganzes handelt. Bevor auf eine Diskussion des Ergebnisses eingegangen werden kann, muß noch die Umstimmung des Auges bei Beobachtung durch das Filter berücksichtigt werden. Denn die oben berechnete Änderung des Farbortes durch das Filter ist zwar reizmetrisch richtig, sie ist aber nur im ersten Augenblick der Beobachtung (in der Größenordnung weniger als eine Minute) wirksam; die Umstimmung des Auges macht einen Teil der Farbänderung wieder rückgängig. Sollen die Farbkoordinaten der Farbtäfelchen den

Tabelle I

Ostwaldscher Farbkreis *ia* — Remissionswerte

Nr.	in mμ													
	430	440	450	460	470	480	490	500	510	520	530	540	550	560
1	0,150	0,158	0,160	0,166	0,200	0,293	0,460	0,693	0,826	0,863	0,888	0,910	0,933	0,950
2	140	150	152	165	195	273	380	472	526	560	580	624	700	780
3	140	148	153	155	175	220	284	333	359	371	399	446	527	617
4	135	137	144	144	157	184	209	229	248	256	280	315	389	490
5	150	144	137	137	136	146	143	150	160	167	177	209	264	353
6	200	185	173	169	161	155	147	146	149	150	155	174	215	286
7	240	213	202	183	172	153	141	139	136	139	140	146	173	220
8	330	299	276	239	205	178	148	135	130	128	129	125	144	170
9	550	531	481	370	290	223	171	136	138	129	128	124	139	152
10	620	601	554	492	394	307	242	198	173	152	145	138	136	136
11	650	656	646	603	527	434	352	287	222	185	153	156	148	139
12	635	653	662	630	535	448	361	291	237	202	177	161	154	140
13	710	698	675	643	577	494	404	338	284	244	217	197	182	171
14	585	621	665	667	610	563	488	416	363	315	283	252	239	202
15	600	620	646	644	641	610	559	512	457	402	351	305	265	225
16	510	542	593	604	624	626	621	589	519	480	404	344	293	237
17	445	485	538	576	605	624	606	595	545	479	409	346	285	237
18	355	415	470	520	563	612	619	605	537	498	416	366	301	255
19	325	337	369	437	507	573	595	604	572	509	439	383	319	271
20	300	310	333	399	484	573	620	616	589	542	493	426	368	308
21	235	246	261	314	375	496	596	635	621	586	533	467	411	353
22	185	209	233	256	330	470	620	687	701	673	628	572	513	455
23	170	185	202	227	294	432	636	747	787	783	762	732	681	636
24	183	181	186	216	276	421	614	750	819	843	847	849	857	831

wahren Dauereindruck, den sie im Auge hervorrufen, wiedergeben, so muß man den Farbort nach der Umstimmung des Auges angeben. Vollständige Umstimmung liegt vor, wenn der Filterfarbpunkt, d. i. der Weißpunkt des Farbdreiecks durch das Filter gesehen, wieder als Weiß erscheint.

Um die Umstimmung zu berücksichtigen, legen wir den Filterfarbpunkt in den Weißpunkt des Farbdreiecks und ändern durch eine affine Transformation entsprechend auch die Reizbeträge der übrigen Farbpunkte. Sind X', Y', Z' die Reizbeträge vor der Umstimmung, X'', Y'', Z'' die nach der Umstimmung, so ist nach dem Koeffizientensatz von Kries in unserem speziellen Fall einfach:

$$X'' = \alpha X',$$
$$Y'' = \beta Y',$$
$$Z'' = \gamma Z',$$

wobei α, β, γ Koeffizienten sind, die sich ergeben, wenn man die Reizbeträge des Filterfarbpunktes in die des Weißpunktes des Farbdreiecks zurücktransformiert; hieraus folgt, daß α, β, γ die reziproken Werte der Reizbeträge des Filterfarbpunktes sind. Dieser Koeffizientensatz, der unserer Transformation zugrunde liegt, gilt nur, wenn der trichromatische Zäpfchenapparat des Auges voll funktioniert und das Auge nicht dunkel adaptiert ist (Stäbchensehen); letzteres dürfte bei Benutzung von Filtern kaum in Betracht kommen. Das Zustandekommen der Umstimmung kann man sich auf Grund der Helmholtzschen Dreikomponententheorie so erklären, daß durch die farbige Filterbeleuchtung der Empfangsapparat des Auges ungleich ermüdet, und zwar die auf die Farbe des Filters abgestimmten Zäpfchen stärker als die andern. Dabei wird der Empfindlichkeitsverlust durch die Ermüdung als proportional den Grundreizbeträgen des Filterlichtes angenommen. Die starke Betonung der Filterfarbe wird so ausgeglichen und die Farbänderung durch das Filter wenigstens zum Teil wieder rückgängig gemacht. Aus den so transformierten Werten ergeben sich wieder die Reizanteile x'', y'', z''; die zugehörigen rechtwinkligen Koordinaten ξ'', η'' sind in Fig. 3 für Neophan und in Fig. 4 für Umbral eingetragen.

Aus der Darstellung im Farbdreieck erkennt man, daß beim Betrachten der Farbtäfelchen durch Neophan die Farbpunkte verschoben werden und daß diese Verschiebungen durch die Umstimmung des Auges nur zum Teil wieder rückgängig gemacht werden. Der Filterfarbpunkt, d. h. das durch Neophan betrachtete Pigment Weiß, rückt entsprechend der schwachen Blaufärbung des Neophans etwas ins Bläuliche. Durch das Umbralfilter (Fig. 4) tritt ohne Berücksichtigung der Umstimmung eine Verschiebung des ganzen Farbkreises ins Gelblich-Rötliche ein, wie auch der Filterfarbpunkt in diese Richtung rückt, entsprechend der Eigenfarbe des Umbral-

Tabelle I (Fortsetzung)

Ostwaldscher Farbkreis *ia* — Remissionswerte

in mμ													
570	580	590	600 r	610	620	630	640	650	660	670	680	690	700
0,954	0,930	0,915	0,910	0,900	0,880	0,876	0,870	0,880	0,880	0,890	0,915	0,930	0,930
840	915	950	966	977	979	986	988	985	984	983	982	950	930
719	812	870	909	934	935	935	939	946	954	943	943	931	925
592	721	816	868	895	921	942	952	953	934	930	925	910	987
463	601	721	795	848	874	885	890	898	909	910	910	915	910
387	529	638	762	827	880	897	907	912	922	931	925	910	988
298	420	543	668	754	831	870	919	910	919	917	908	906	903
234	335	459	586	702	793	855	893	912	932	932	925	920	910
194	264	361	496	621	753	833	902	926	942	935	946	944	943
149	159	201	291	423	592	733	839	886	929	935	937	942	940
138	143	177	243	346	456	540	592	608	628	638	648	642	640
143	147	173	213	264	299	324	332	328	349	354	377	377	
166	169	178	178	180	181	184	183	183	192	192	198	201	
183	163	151	138	133	125	121	116	115	120	120	124	125	
193	168	145	130	124	116	112	106	101	107	112	120	123	
188	159	138	127	116	109	103	101	097	096	100	102	102	
194	160	138	125	115	109	104	099	097	099	102	104	104	
205	174	147	133	124	116	112	107	109	103	107	109	109	
225	185	157	141	130	122	113	112	112	113	121	130	150	
262	216	183	159	148	138	133	130	128	134	140	152	176	
300	251	212	189	173	163	154	149	147	157	170	200	210	
400	345	293	259	241	227	217	206	209	216	237	262	290	335
592	526	474	426	401	377	359	349	345	364	389	438	490	530
811	787	755	729	701	679	650	649	663	675	694	730	770	810

glases. Im Gegensatz zum Neophan wird aber die Verschiebung beim Umbral durch Berücksichtigung der Umstimmung bis auf kleine Beträge wieder rückgängig gemacht. Aus der Gegenüberstellung dieser beiden Farbkreise im Farbdreieck wird das verschiedene Verhalten der beiden Filter am besten deutlich; ohne Berücksichtigung der Umstimmung würde man ein völlig falsches Bild gewinnen.

Statt eine Farbe durch Angabe der drei Grundreize (Grunderregungen) zu bestimmen, charakterisiert man sie auch gern durch ihren Farbton, ihre Sättigung und ihre Helligkeit, weil man durch diese Aussagen leichter eine Vorstellung über das Aussehen der Farbe gewinnt. Farbton und Sättigung sind aus dem Farbdreieck zu entnehmen.

Um den Farbton eines Farbreizes F im Farbdreieck festzulegen, verbindet man F mit dem Weißpunkt W und verlängert diese Gerade bis zum Schnittpunkt S mit der Spektralkurve (Fig. 5). Alle auf der Geraden SW, also alle zwischen S und W liegenden Farbpunkte kann man durch Mischung aus der Spektralfarbe S und einem entsprechenden Anteil Weiß erhalten, sie haben definitionsgemäß den gleichen Farbton, den man durch die Wellenlänge der zugehörigen Spektralfarbe S kennzeichnet („farbtongleiche Wellenlänge"). Sie ist für die einzelnen Farbpunkte des *ia*-Kreises graphisch ermittelt worden und in Tabelle III und IV eingetragen; ebenso ist der Farbton der Farbtäfelchen bei Betrachtung mit Filter ohne Berücksichtigung der Umstimmung und derselbe mit Berücksichtigung der Umstimmung angegeben. Dabei ist zu beachten, daß die Lage der Spektralfarben durch die Umstimmung ebenfalls eine Änderung erfährt, auch sie ist berücksichtigt. Sie macht sich beim Umbral stärker bemerkbar als beim Neophan. Schließlich ist noch die Änderung des Farbtons $\Delta\lambda$ vermerkt. Das positive Zeichen

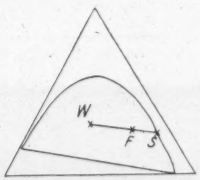


Fig. 5. Bestimmung des Farbtones.

bedeutet eine Farbtonänderung in Richtung der längeren Wellen; bei den Purpurfarben, die durch die in Klammern gesetzte komplementäre Wellenlänge gekennzeichnet sind, ist das Vorzeichen so gewählt, daß dem positiven Zeichen eine Wellenlängenänderung im gleichen Umlaufssinn entspricht.

Die Farbtonänderungen beim Neophan sind aufs Ganze gesehen gering (Fig. 6), von einer Farbverfälschung kann nicht gesprochen werden.

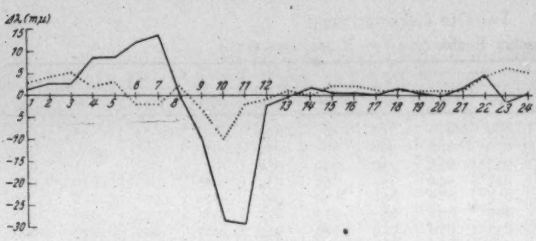


Fig. 6. Farbtonänderungen mit Berücksichtigung der Umstimmung. Kurve———: Neophan; Kurve : Umbral.

Eine gewisse Farbverschiebung tritt im Orange und Rot auf (*ia* 4 bis *ia* 7), was auch der Empfindung entspricht. Eine Wellenlängenänderung im Orange, d. h. im Gebiet des Farbumschlages von Gelb nach Rot macht sich auch empfindungsgemäß stärker bemerkbar als die gleiche Verschiebung im Rot. Denn die Empfindlichkeit des Auges für Wellenlängenunterschiede ist im Gebiet des Farbumschlages besonders groß, d. h. also die Farbtonunterschiedsschwelle ist klein; im Rot haben wir entsprechend eine relativ langsame Farbtonänderung. Dasselbe gilt für das Purpurgebiet, für das die Werte von $\Delta\lambda$ durch die komplementären Wellenlängen (Grün-Gelb) angegeben werden.

Bei Umbral (Tab. IV und Fig. 6) zeigt sich deutlich die Wirkung der Umstimmung des Auges; die vor der Umstimmung recht beträchtlichen Farbtonverschiebungen – neben dem Purpurgebiet besonders im Grün, Gelbgrün und Gelb – gehen nach der Umstimmung stark zu-

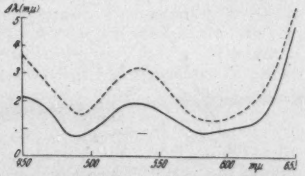


Fig. 7. Farbunterschiedsschwellen. Kurve ------ nach Wright und Pitt; Kurve ——— nach Uhthoff.

rück. Neben den Farbtonänderungen $\Delta\lambda$ sind die Werte der Unterschiedsschwellen nach Wright und Pitt[4]) angegeben; die Werte sind nur als Näherung zu betrachten, sie beziehen sich auf reine Spektralfarben und sind unter der Annahme gemacht, daß es sich um Farben gleicher Sättigung handelt. Das ist aber durchaus nicht der Fall. Man erkennt trotzdem, daß die Farbtonänderung im ganzen gesehen keineswegs stark über die Unterschiedsschwellen hinausgeht.

Um Aussagen über die Sättigung des Pigments und ihre Änderungen durch die Filter zu machen, legen wir die sog. monochromatische Sättigungsdefinition zugrunde, bei der die Spektralreize des gleichen Farbtons als vollgesättigt angenommen werden. Wir definieren danach die Sättigung σ als das Verhältnis:

Abstand: Farbpunkt F des Farbtäfelchens — Weißpunkt W,
zum Abstand: Zugehöriger Spektralpunkt S — Weißpunkt W,

also:

$$\sigma = \frac{FW}{SW},$$

oder wenn man die rechtwinkligen Koordinaten der Punkte verwendet:

$$\sigma = \frac{\xi_F - \xi_W}{\xi_S - \xi_W} = \frac{\eta_F - \eta_W}{\eta_S - \eta_W}.$$

Jede Farbe kann man bekanntlich als Mischung aus Weiß und einer Spektralfarbe (oder einer gesättigten Purpurfarbe) ansehen. Entsprechend der Auffassung der niederen Farbenmetrik ändert sich beim Zusatz von Weiß nur die Sättigung, nicht aber der Farbton, da die durch Zumischung von Weiß zum Spektralreiz sich ergebenden Farbpunkte sämtlich auf der gleichen vom Weißpunkt zur Spektralfarbe verlaufenden Geraden liegen. Die Erfahrung lehrt, daß wir durch obige Definition der Sättigung weitgehend mit der Empfindung in Übereinstimmung bleiben, solange wir nur Farbpunkte vergleichen, die auf derselben Geraden Weißpunkt-Spektralpunkt verlaufen, die also definitionsgemäß den gleichen Farbton haben. Die Sättigungen von farbtongleichen Pigmenten sind somit vergleichbar, und es ist zu erwarten, daß die Aussagen über Sättigungsänderungen solcher Farbreize im großen und ganzen unserer Empfindung entsprechen werden, während dies bei Aussagen über Sättigungsänderungen von Pigmenten verschiedenen Farbtons nicht der Fall sein wird. (Dasselbe Problem liegt bei der Beurteilung von Helligkeiten von Pigmenten verschiedenen Farbtons vor; es ist ebenfalls nicht mit den Mitteln der niederen Farbenmetrik lösbar.)

4) Wright und Pitt, Proc. physic. Soc. **46**, 459, 1934. Die Werte von Wright und Pitt stimmen gut überein mit den 1888 von Uhthoff im Helmholtzschen Laboratorium gemessenen Werten (Abb. 7).

Tabelle II

Reizbeträge der Farbtäfelchen des Ostwaldschen Farbkreises *ia* (ohne Filter)

Nr.	König-Exner (Tageslicht)			IBK. (Normalbel. B)			MacAldam (Normabel. B)		
	X	*Y*	*Z*	*X*	*Y*	*Z*	*U*	*V*	*W*
1	0,844	0,884	0,227	0,407	0,434	0,098	0,271	0,434	0,496
2	773	709	198	396	374	086	264	374	406
3	673	592	175	362	317	075	241	317	332
4	603	488	153	335	270	066	223	270	271
5	511	385	139	299	224	059	199	224	216
6	483	345	178	287	204	074	191	204	199
7	426	293	198	261	177	081	174	177	176
8	388	258	255	244	158	106	163	158	168
9	361	230	409	236	145	169	157	145	184
10	296	199	494	197	122	205	131	122	188
11	256	198	556	168	114	240	112	114	207
12	214	191	558	137	103	242	091	103	208
13	201	206	610	121	105	260	081	105	228
14	201	238	569	109	115	252	073	115	244
15	217	273	590	111	129	259	074	129	268
16	224	297	542	107	139	242	071	139	276
17	223	298	494	103	139	225	069	139	269
18	232	303	443	102	143	204	068	143	266
19	241	323	406	104	149	181	069	149	262
20	268	361	389	113	165	172	076	165	277
21	295	392	322	121	180	143	081	180	281
22	370	477	285	152	221	128	101	221	321
23	517	629	268	220	295	120	147	295	393
24	717	796	275	332	387	119	221	387	473
Weißpunkt				0,348	0,352	0,300	0,231	0,352	0,503

Tabelle III

Farbtonänderung durch Neophan

Nr.	Aus Farbdreieck nach König-Exner						Aus Farbtafel von MacAdam			
	Farbton ohne Filter ($m\mu$)	Farbton mit Neophan ohne Umstimmung	$\Delta\lambda$ ($m\mu$)	Farbton mit Neophan mit Umstimmung	$\Delta\lambda$	Farbton-unterschiedsschwellen nach Pitt u. Wright	Farbton ohne Filter	Farbton mit Neophan mit Umstimmung	$\Delta\lambda$	Farbton-unterschiedsschwellen
1	574,2	580,0	+ 5,8	575,4	+ 1,2	1,5	575,0	576,0	+ 1,0	1,5
2	583,5	588,3	+ 4,8	586,2	+ 2,7	1,3	581,1	582,4	+ 1,3	1,3
3	586,7	590,8	+ 4,1	589,4	+ 2,7	1,3	585,0	587,9	+ 2,9	1,3
4	592,2	600,8	+ 8,6	600,7	+ 8,5	1,3	589,7	594,3	+ 4,6	1,3
5	597,3	606,7	+ 9,4	605,9	+ 8,6	1,4	593,8	600,7	+ 6,9	1,3
6	604,5	621,1	+16,6	616,5	+12,0	1,6	600,6	612,2	+11,6	1,5
7	616,3	646,0	+29,7	630,0	+13,7	2,2	611,6	636,4	+24,8	2,2
8	(495,7)	(497,7)	(+ 2,0)	(495,4)	(− 0,3)		(497,0)	(498,2)	(+ 1,2)	
9	(516,1)	(513,7)	(− 2,4)	(506,1)	(−10,0)		(508,8)	(504,8)	(− 4,0)	
10	(551,9)	(530,0)	(−21,9)	(523,4)	(−28,5)		(545,0)	(520,0)	(−25,0)	
11	(568,7)	(563,4)	(− 5,3)	(539,6)	(−29,1)		(563,4)	(555,0)	(− 8,4)	
12	(574,2)	(572,3)	(− 1,9)	(571,8)	(− 2,4)		(570,0)	(568,3)	(− 1,7)	
13	476,3	474,7	− 1,6	476,0	− 0,3	2,2	468,6	472,6	+ 4,0	2,5
14	483,6	483,9	+ 0,3	485,3	+ 1,7	1,7	478,7	479,8	+ 1,2	2,0
15	485,6	485,3	− 0,3	486,2	+ 0,6	1,7	482,0	483,3	+ 1,3	1,9
16	487,7	487,6	− 0,1	488,2	+ 0,5	1,6	485,4	486,5	+ 1,1	1,7
17	488,6	488,1	− 0,5	488,6	−	1,6	486,6	487,8	+ 1,2	1,6
18	490,0	490,0	−	491,4	+ 1,4	1,5	489,1	490,5	+ 1,4	1,6
19	492,1	491,9	− 0,2	492,4	+ 0,3	1,6	491,5	493,2	+ 1,7	1,6
20	494,4	493,0	− 1,4	494,2	− 0,2	1,6	494,4	494,6	+ 0,2	1,7
21	502,8	500,3	− 2,5	504,5	+ 1,7	1,7	502,5	503,0	+ 0,5	1,8
22	522,5	523,3	+ 0,8	527,0	+ 4,5	3,0	523,1	520,8	− 2,3	2,9
23	555,0	549,0	− 6,0	553,3	− 1,7	2,5	556,6	551,9	− 4,7	2,5
24	570,0	569,2	− 0,8	570,2	+ 0,2	1,7	569,4	563,2	− 1,2	1,7

Beim Betrachten der Pigmente durch ein Filter tritt nun der Fall ein, daß mit einer Sättigungsänderung eine Farbtonänderung Hand in Hand geht. Daraus erwächst die Frage, wie man

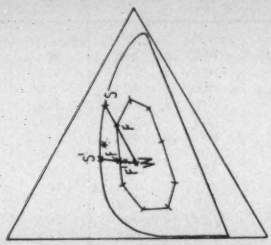


Fig. 8. Zur Bestimmung der Sättigung.

zu einer sinnvollen Beurteilung der Sättigungsänderung kommt, d. h. zu einer Aussage, die auch mit der Empfindung übereinstimmt, die also z. B. beim Betrachten eines gelblich-rötlichen Pigmentes durch Neophan wirklich eine erhebliche Sättigungsvermehrung aufweist, wie es der Erfahrung entspricht. Das ergibt sich — wie wir sehen werden —, wenn man die Sättigung auf denselben Farbton bezieht.

Der Farbpunkt F (Fig. 8), der auf der Geraden WS liegt und der den Farbreiz eines Täfelchen des Ostwaldschen *ia*-Kreises darstellen möge, geht durch Betrachten mit einem Filter in F' auf der Geraden WS' über. Die Sättigung von F sei σ, die von F' sei σ'. Man kann nun zwar $\sigma' - \sigma$ als Sättigungsänderung angeben, ohne allerdings, wie aus obiger Darlegung folgt, darauf rechnen zu können, daß diese Differenz ein Maß für die empfindungsgemäße Sättigungsänderung darstellt, da F und F' im allgemeinen nicht Punkte mit gleichem Farbton sind. Um zu einer empfindungsgemäßen Aussage zu kommen, vergleichen wir Farbpunkte gleichen Farbtons. Zu diesem Zweck wird der Weißpunkt W mit dem unter Einfluß des Filters erhaltenen Farbpunkt F' durch eine Gerade WF' verbunden, die die Spektralkurve in S' und die Kurve des ausgezogenen Ostwaldschen Farbkreises in einem Punkt F^* trifft. Seine Koordinaten werden abgelesen und seine Sättigung σ^* bestimmt; die Sättigungsänderung von F' wird nun statt auf F auf diesen in der Regel zwischen zwei Punkten des Ostwaldschen Farbkreises liegenden Punkt F^* bezogen. Man vergleicht so also die Sättigung des durch das Filter betrachteten Pigmentes mit dem farbtongleichen Farbreiz eines auf der Kurve des Ostwaldschen Farbkreises liegenden ideellen Farbpunktes. Dieser durch die 24 Farbpunkte gelegte Linienzug repräsentiert sozusagen einen Ostwaldschen Farbkreis mit unendlich vielen Farbtäfelchen. Auf diese Weise bestimmt man also:

$$\sigma' = \frac{F'W}{S'W}$$

und

$$\sigma^* = \frac{F^*W}{S'W}$$

und erhält

$$\Delta\sigma = \sigma' - \sigma^*.$$

Die Berechtigung zu diesem Vorgehen liegt darin, daß die Farbpunkte des Ostwaldschen Kreises in nicht zu großen Bereichen — um diese handelt es sich bei den hier auftretenden verhältnismäßig geringen Farbtonänderungen — anscheinend eine hinreichend konstante Sättigung zeigen. Wäre das nicht der Fall, so würde man die Sättigung zwar auf den gleichen Farbton beziehen, aber eine Sättigungsänderung durch die Änderung des Farbpunktes F^* gegen den ursprünglichen F in Kauf nehmen. Die Werte von $\Delta\sigma$ sind sowohl in der Tab. V als auch graphisch in Fig. 9 zusammengestellt. Aus Fig. 9, die die Sättigungsänderungen unter Berücksichtigung der Umstimmung wiedergibt, erkennt man den Unterschied zwischen der Wirkung von Neophan und Umbral. Während es mit Umbral maximal nur zu einer Sättigungssteigerung von 7 Proz. kommt, ist der Höchstwert für Neophan 45 Proz.

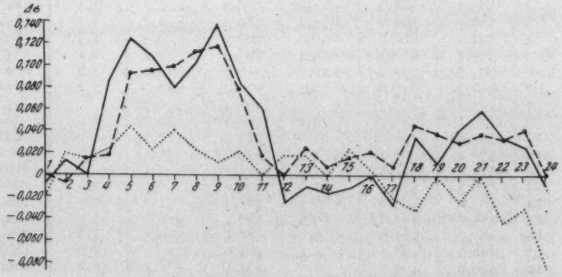


Fig. 9. Sättigungsänderungen mit Berücksichtigung der Umstimmung und mit Berücksichtigung der Farbtonänderung.
Kurve ———: Neophan aus Farbdreieck nach König-Exner;
Kurve ……: Umbral aus Farbdreieck nach König-Exner;
Kurve – – – –: Neophan aus Farbtafel nach MacAdam.

Tabelle IV

Farbtonänderung durch Umbral. (Aus Farbdreieck nach König-Exner)

Nr.	Farbton ohne Filter ($m\mu$)	Farbton mit Umbral ohne Umstimmung	$\Delta\lambda$ ($m\mu$)	Farbton mit Umbral mit Umstimmung	$\Delta\lambda$ ($m\mu$)	Farbton-unterschieds-schwellen nach Pitt und Wright
1	575	580	+ 5	578	+ 3	1,4
2	583	588	+ 5	587	+ 4	1,3
3	587	590	+ 3	592	+ 5	1,3
4	592	594	+ 2	594	+ 2	1,3
5	597	599	+ 2	600	+ 3	1,4
6	605	602	− 3	603	− 2	1,5
7	616	608	− 8	614	− 2	1,8
8	(496)	(493)	(− 3)	(498)	(+ 2)	
9	(516)	(496)	(−20)	(513)	(− 3)	
10	(553)	(505)	(−48)	(543)	(−10)	
11	(570)	(524)	(−46)	(568)	(− 2)	
12	(575)	(560)	(−15)	(574)	(− 1)	
13	(579)	(575)	(− 4)	(580)	(+ 1)	
14	483	483	0	483	0	1,8
15	485	487	+ 2	487	+ 2	1,8
16	487	490	+ 3	489	+ 2	1,6
17	489	492	+ 3	490	+ 1	1,5
18	490	494	+ 4	491	+ 1	1,5
19	492	499	+ 7	493	+ 1	1,6
20	495	510	+15	496	+ 1	1,6
21	503	531	+28	504	+ 1	1,8
22	523	559	+36	527	+ 4	3,0
23	555	569	+14	561	+ 6	2,3
24	570	576	+ 6	575	+ 5	1,6

Tabelle V

Sättigungsänderungen berechnet aus Farbdreieck nach König-Exner (vgl. Fig. 3 und 4)

Nr.	Neophan				Umbral		
	σ	σ'	σ^*	$\Delta\sigma = \sigma' - \sigma^*$	σ'	σ^*	$\Delta\sigma = \sigma' - \sigma^*$
1	0,674	0,656	0,664	−0,008	0,650	0,671	−0,021
2	648	645	632	+ 013	656	637	+ 019
3	634	629	629	0	651	636	+ 015
4	631	622	537	+ 085	657	633	+ 024
5	593	575	451	+ 124	631	588	+ 043
6	468	449	341	+ 108	511	489	+ 022
7	350	337	258	+ 079	408	368	+ 040
8	193	318	216	+ 102	227	204	+ 023
9	350	435	307	+ 137	298	310	− 012
10	431	464	381	+ 083	427	405	+ 022
11	427	474	413	+ 061	429	429	0
12	414	397	423	− 026	436	419	+ 017
13	501	484	495	− 011	466	448	+ 018
14	550	542	558	− 016	483	485	− 002
15	571	543	553	− 010	534	511	+ 023
16	545	513	513	0	514	508	+ 006
17	515	467	494	− 027	482	502	− 020
18	450	452	417	+ 035	439	470	− 031
19	420	398	387	+ 011	397	397	0
20	369	386	345	+ 041	343	367	− 024
21	265	294	235	+ 059	240	240	0
22	306	373	338	+ 035	277	321	− 044
23	447	472	446	+ 026	431	461	− 030
24	549	552	565	− 013	536	622	− 086

σ Sättigung des betreffenden Farbtäfelchens ohne Filter.
σ' Sättigung mit Filter bei Berücksichtigung der Umstimmung bezogen auf Farbpunkt gleichen Farbtones.
σ^* Sättigung des farbtongleichen Farbpunktes des Farbdreiecks (ohne Filter).

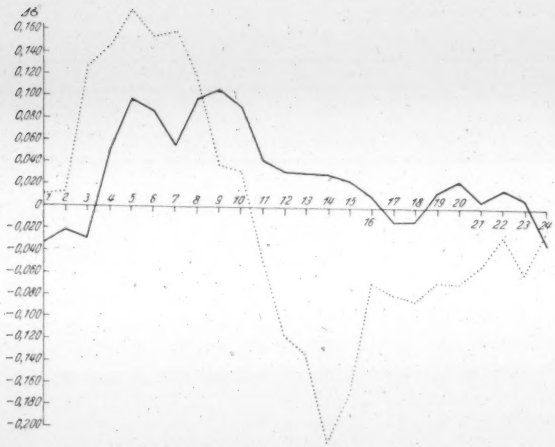


Fig. 10. Sättigungsänderungen ohne Berücksichtigung der Umstimmung und mit Berücksichtigung der Farbtonänderung.
Kurve ——: Neophan; Kurve : Umbral.

Außerdem beschränkt sich die Sättigungszunahme bei Neophan nicht auf ein kleines Gebiet, sondern umfaßt beträchtliche Wellenlängenbereiche, nämlich das Gebiet von Orange, Rot, Purpur; eine weitere, wenn auch geringere Sättigungszunahme zeigt sich im Blaugrün, Grün bis Gelbgrün. Im Violett und Blaugelb tritt eine geringe Sättigungsminderung auf. Beim Umbral dagegen besteht nur eine geringe Sättigungszunahme im Orange bis Rot, dem steht eine Minderung von Grün bis Gelbgrün gegenüber. Ein Teil der geringen Schwankungen um die Nullinie, die die Umbralkurve aufweist, ist durch Meß- und Ablesungsgenauigkeiten bedingt, so daß man in diesen Bereichen von einer Sättigungsänderung durch Umbral nicht sprechen kann.

Die Wirkung des Neophans beruht also offenbar zum großen Teil auf der erheblichen Erhöhung der Sättigung der Farben. Das Entscheidende ist, daß diese Sättigungszunahme auch nach Umstimmung des Auges im Gegensatz zum Umbral erhalten bleibt.

In Fig. 10 sind die Sättigungsänderungen ohne Berücksichtigung der Umstimmung aufgetragen; man erkennt die — man möchte sagen — scheinbare Sättigungsänderung durch Umbral, und zwar als Sättigungszunahme im Gebiet des Gelb, Orange, Rot, Purpur und die ebenso starke Sättigungsminderung im Violett, Blau, Blaugrün bis Grün. Diesen Sachverhalt zeigt schon eine Betrachtung des Farbdreiecks (Fig. 4), in dem die Umbralkurve ohne Berücksichtigung der Umstimmung als Ganzes gegen den Weißpunkt verschoben ist. Dadurch rückt ein Teil des Farbkreises der Spektralkurve näher und wird entsprechend gesättigter, der entgegengesetzte Teil nähert sich dem Weißpunkt und wird ungesättigter. Diese Sättigungsänderung verschwindet nach erfolgter Umstimmung des Auges fast völlig.

Daß es sich beim Neophan um einen „Dauerzustand" handeln muß, folgt schon aus der zuerst von Leiber angegebenen, in einer Arbeit von Schaefer und Rosemann[5]) näher untersuchten Beobachtung, daß Interferenzen höherer Ordnung, die mit bloßem Auge nicht mehr erkennbar sind, durch Betrachten mit Neophan dauernd sichtbar werden. Das wäre unmöglich, wenn durch die Umstimmung des Auges die Wirkung des Neophans wieder aufgehoben würde. Mit Umbral ergibt sich keinerlei Verbesserung in der Sichtbarkeit der Interferenzstreifen.

In Fig. 11 schließlich sind die Sättigungsänderungen durch Neophan eingetragen, wenn man nicht, wie oben auseinandergesetzt, die Farbtonänderung bei Bestimmung der Sättigungsänderung berücksichtigt. Man kommt aus ebenfalls oben erörterten Gründen zu erheblich geänderten Werten, die leicht ein falsches Bild von der Wirkung des Filters geben.

Mit den hier mitgeteilten, Neophan betreffenden Ergebnissen stimmt Noteboom[6]) in einer Arbeit über „Objektive und subjektive Änderung von farbigen Lichtern und Pigmenten durch einige farbige Augengläser" nicht überein. Er kommt zu folgendem Urteil über die Wirkung von Neophan[7]): „Die ganzen Verschiebungen sind so gering, daß ein praktischer Nutzen durch das Neophanglas nicht erwartet werden kann." In untenstehender Tabelle sind die prozentualen Sättigungsänderungen der von ihm (neben vielen

5) Cl. Schaefer und Rosemann, Zeitschr. f. techn. Phys. **20**, 193, 1939. Die Festlegung der Interferenzfarben reizmetrisch ohne und mit Filter geschieht in einer demnächst erscheinenden Arbeit.

6) Noteboom, Zeitschr. f. Instrumentenkde. **55**, 317 ff., 1936.

7) a. a. O. S. 328.

anderen Pigmenten) zur Auswertung herangezogenen Täfelchen des *ia*-Kreises im Vergleich mit den in vorliegender Arbeit gemessenen Werten zusammengestellt. Noteboom selbst hat keine Messungen ausgeführt, sondern die Ergebnisse verschiedener Beobachter zusammengetragen und daraus seine Zahlen berechnet. Die in seinen Tabellen zusammengestellten Zahlenwerte sind also aus ganz heterogenen Messungen gewonnen, und es dürfte schwer sein, daraus übereinstimmende Schlüsse zu ziehen.

ia[8])	Noteboom	Kliefoth
7	+ 43 Proz.	+ 22,6 Proz.
8	+ 27 „	+ 52,8 „
11	+ 6 „	+ 14,3 „
12	+ 3 „	− 6,3 „
20	− 5 „	+ 11,1 „

Die Zahlenwerte zeigen recht beträchtliche Abweichungen. Wenn Noteboom auch die Werte für ein anderes Neophanglas heranzog (die Durchlässigkeitskurven der verschiedenen Neophangläser, die sämtlich sehr zerklüftet sind, unterscheiden sich aber nicht so erheblich) und für seine Rechnungen die von Kohlrausch 1920

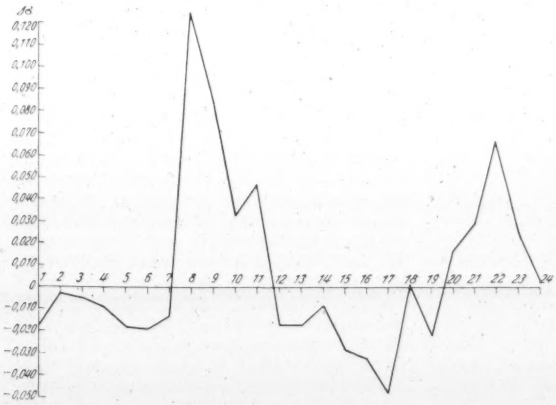


Fig. 11. Sättigungsänderungen von Neophan mit Berücksichtigung der Umstimmung und ohne Berücksichtigung der Farbtonänderung.

am 100teiligen *ia*-Farbkreis gemessenen Werte benutzte, und wenn man schließlich noch berücksichtigt, daß die graphische Bestimmung der Koordinaten aus dem Farbdreieck auch nur bis zu einer bestimmten Genauigkeitsgrenze getrieben werden kann, so sind die aus vorstehender Tabelle zu entnehmenden Abweichungen doch so groß, daß nicht mehr von einem gleichen Gang der Werte gesprochen werden kann. Notebooms Zahlenwerte sind ohne Berücksichtigung der Farbtonänderung berechnet, daher lassen sich aus seinen Ergebnissen für die Wirkung der Gläser auf das Auge kaum weitere Schlüsse ziehen. Immerhin erreichen bei einem Teil seiner Werte die Sättigungsänderungen doch ganz beträchtliche Werte, so daß nicht einzusehen ist, warum er diese neben den auch vorkommenden geringen Sättigungsänderungen vernachlässigt. Aber wie gesagt, der Haupteinwand gegen seine Werte der Sättigungsänderungen besteht darin, daß er die Farbtonänderung bei Bestimmung der Sättigung unberücksichtigt läßt. Daß die Farbtonänderungen nur relativ gering sind, stimmt mit den vorliegenden Ergebnissen, wie oben gezeigt wurde, überein. Eine zu starke Farbtonänderung durch die Filter ist aber auch unerwünscht, da sie eine Farbverfälschung ergäbe.

Noteboom fordert, daß sich, z. B. im Verkehrswesen, besser als nur mit bloßem Auge mit Hilfe eines Filters ein rotes Licht von einem grünen unterscheiden läßt. Hierzu wird allerdings, darin wird man ihm rechtgeben, die Kontraststeigerung irgendeines gangbaren Filters kaum je ausreichen. Wenn es sich aber um die Unterscheidung von Gegenständen mit geringen Kontrasten und geringer Sättigung handelt, wie es in der Praxis besonders bei großen Entfernungen oft vorkommt, dann kann besonders die Sättigungsänderung für die Erkennbarkeit eine wichtige Rolle spielen. Entscheidend für die Brauchbarkeit eines Filters ist dann aber nur, daß der Effekt durch die Umstimmung nicht wieder verlorengeht; das ist offenbar bei Neophan, nicht aber bei Umbral der Fall.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen auch gegen die Werte von Ströble[9]) erhebliche Abweichungen, wenn diese auch nicht so groß sind wie gegen die von Noteboom. Ströble beschränkt sich auf die Untersuchung von

8) Nach der Zählung im 24teiligen Farbkreis; Noteboom verwendet den 100teiligen.

9) Ströble, Die Wirkung von Lichtfiltern, insbesondere von neodymhaltigen Gläsern auf das Farbsehen. Diss. T. H. Berlin 1937; vgl. auch „Das Licht" 1939.

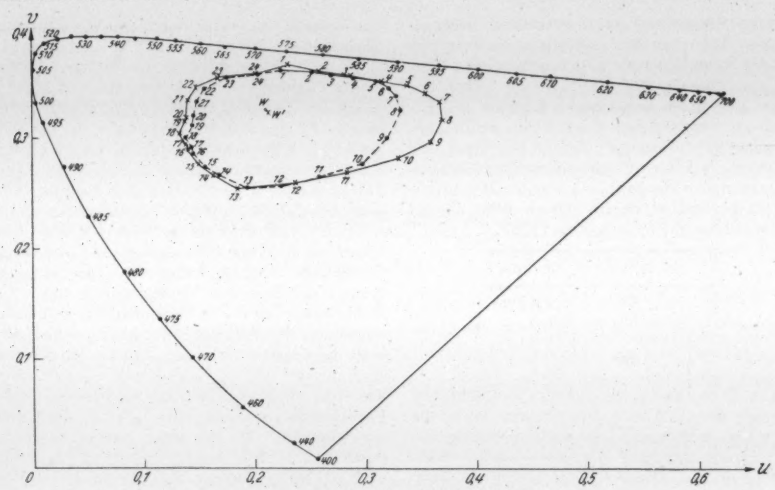


Fig. 12. Farbdarstellung nach MacAdam.
—·—·—·— Farbkreis ohne Filter; · W: Weißpunkt ohne Filter;
—×—×— Farbkreis mit Neophan; × W': Weißpunkt mit Neophan.

7 Ostwaldschen Farben des *ia*-Kreises, so daß ein vollständiger Überblick über das Verhalten aller Farben fehlt. In nachstehender Tabelle sind die Sättigungsänderungen (in Proz.) der von ihm gemessenen Farbtäfelchen mit den Werten dieser Arbeit verglichen.

ia[10]	Ströble	Kliefoth
1	+ 2,0 Proz.	— 1,2 Proz.
4	— 2,3 „	+ 13,5 „
7	+ 45,5 „	+ 22,6 „
10	+ 10,5 „	+ 19,3 „
14	— 3,8 „	— 2,9 „
18	+ 4,9 „	+ 7,8 „
22	+ 3,8 „	+ 11,4 „

Die Ähnlichkeit der Werte Ströbles mit der Kurve in Fig. 11 legt auch hier die Vermutung nahe, daß Ströble ebenfalls die Sättigungen nicht auf den gleichen Farbton bezieht. Daher erklärt sich dann auch die Sättigungsminderung des gelb-orange gefärbten Täfelchens *ia* 4 (vgl. Fig. 11), die mit dem Verhalten des Neophans sonst gar nicht übereinstimmt. Nur wenn man die Sättigungen auf den gleichen Farbton bezieht, bleibt man in Übereinstimmung mit dem physiologischen Eindruck, nach welchem das Neophan die Sättigung der Farben überwiegend steigert.

10) Nach der Zählung im 24teiligen Farbkreis; Ströble benutzt wie Noteboom den 100teiligen.

Ein Vergleich mit Umbral ist nicht möglich, da andere farbmetrische Messungen für dieses Filter nicht bekannt sind.

Schließlich sei noch — wie es jetzt vielfach geschieht — für die Farbdarstellung die empfindungsgemäß abgestufte Farbtafel von Mac Adam[11]) benutzt. Diese beruht auf der Juddschen Farbtafel, in der der Empfindungsunterschied zwischen zwei gleichhellen Farbreizen nahezu proportional dem Abstand der Farbpunkte in der Farbtafel ist, eine Forderung, die bei allen übrigen reizmetrischen Farbdarstellungen nicht erfüllt ist. So kann man bei letzteren aus der Größe der Verschiebung eines Farbpunktes im Farbdreieck nicht auf die Stärke der Empfindungsänderung schließen. Aus der Juddschen Farbtafel hat MacAdam eine Darstellung im rechtwinkligen Koordinatensystem abgeleitet, zu dem man von dem jetzt allgemein üblichen IBK.-System[12]) durch einfache Umrechnungsformeln übergehen kann.

Sind X, Y, Z die Reizbeträge im IBK.-System und U, V, W die im empfindungsgemäß abgestuften, so lauten die Transformationsformeln:

$$U = \tfrac{2}{3} X$$
$$V = Y$$
$$W = -\tfrac{1}{2} X + \tfrac{3}{2} Y + \tfrac{1}{2} Z .$$

11) Journ. Opt. Soc. Am. **27**, 294–299, 1937.
12) IBK.-System (Internat. Beleuchtungs-Kommission) Din-Blatt 5033.

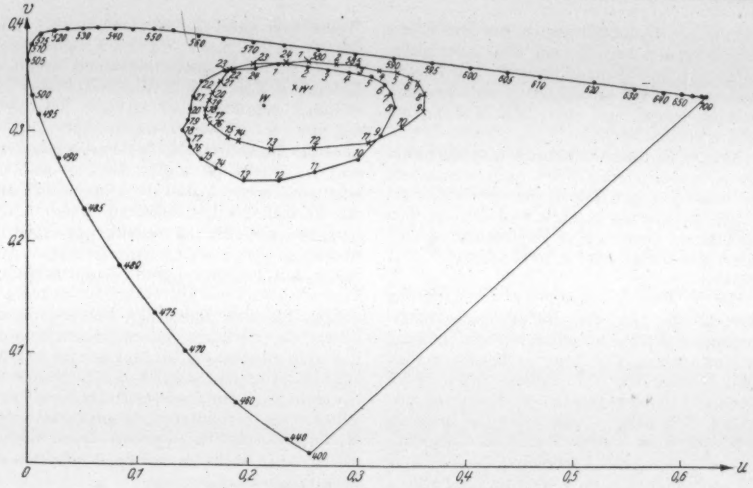


Fig. 13. Farbdarstellung nach MacAdam.
—•—•— Farbkreis ohne Filter; • W: Weißpunkt ohne Filter;
—×—×— Farbkreis mit Umbral; × W': Weißpunkt mit Umbral.

In Tab. II sind neben den Reizbeträgen des Ostwaldschen *ia*-Kreises nach König-Exner auch die auf das IBK.-System umgerechneten Werte und die nach MacAdam transformierten aufgeführt; dasselbe ist für die mit Neophan und Umbral gesehenen Farbtäfelchen durchgeführt; so ergeben sich die Farbdarstellungen Fig. 12 und Fig. 13. Sie haben den Vorteil, daß man sofort die psychologischen Auswirkungen der Verschiebungen überblicken kann. Im wesentlichen erkennt man dasselbe wie bei der Darstellung im Farbdreieck nach König-Exner: beim Neophan ist der Bereich des Farbkreises erweitert, beim Umbral ist der Farbkreis als Ganzes mehr oder minder verschoben. Um ähnliche Verhältnisse wie beim König-Exnerschen Farbdreieck zu haben, wurde im IBK.-System die dem Tageslicht angeglichene Normalbeleuchtung B (Farbtemperatur 4800° K) gewählt. Bei dieser Beleuchtung verschiebt sich der Filterfarbpunkt von Neophan nur ganz wenig gegen den Weißpunkt W im Gegensatz zum Umbralfilterpunkt; d. h. also, empfindungsgemäß beeinflußt das Neophanfilter das Auge bei dieser Normalbeleuchtung B nur ganz wenig. Das gilt aber nur für diese Beleuchtung. Die geringe Verschiebung des Filterfarbpunktes gegen den Weißpunkt besagt natürlich nicht, daß Neophan keine Wirkung auf farbige Objekte besitzt; für uns erwächst daraus aber der große Vorteil, daß sich im Fall des Neophans bei dieser Farbdarstellung eine Berücksichtigung der Umstimmung erübrigt. Die geringen Änderungen, die diese Transformation bewirken würde, liegen innerhalb der Fehlergrenze, d. h. aber die in Fig. 12 eingetragene Neophankurve ist die endgültige, also die umgestimmte. Die abgelesenen Werte für den Farbton finden sich in Tab. III, die Sättigungsänderungen sind noch in das Diagramm Fig. 9 eingetragen. Abgesehen von geringen Verschiebungen hat der Verlauf dieser Kurve der Sättigungsänderungen denselben Charakter wie die entsprechende aus dem Farbdreieck (Fig. 3) entnommene Kurve.

Für Umbral kann man aus folgenden Gründen nicht dieselben Ablesungen machen. Während in der Helmholtz-Königschen Farbdarstellung, die auf den Grundreizen aufbaut, die Transformation, die die Umstimmung des Auges berücksichtigt, eine einfache Form (vgl. S. 112) hat, ist dies in den aus dem IBK.-System abgeleiteten Farbtafeln nicht der Fall. Hierin zeigt sich, trotz aller technischen und farbreizmetrischen Vorteile des IBK.-Systems und sonstiger Farbsysteme eine Schattenseite der modernen Farbdarstellung und ein Vorteil der alten Helmholtz- Königschen Grundreize, die eben wirklich auf Eigenschaften des Auges beruhen, nämlich der drei Grunderregungen im Auge, die durch die Fehlfarben der Dichromaten experimentell festgelegt sind. Das ist auch der Grund, warum in der vorliegenden Arbeit die König-

Exnerschen Grunderregungen zur Darstellung gewählt wurden. Benutzt man diese aber nicht, so läßt sich die Umstimmung nicht ohne weiteres angeben, da der Zusammenhang zwischen den Grunderregungen und den IBK.-Koordinaten nicht so einfach ist.

Aus der Farbtafel von MacAdam kann man also die umgestimmten Werte nicht entnehmen, nur beim Neophan lassen sich Farbton- und Sättigungsänderung angeben, weil sich aus oben angeführtem Grunde eine Umstimmungstransformation erübrigt. Für Umbral ist das aber nicht möglich.

Bei der hier durchgeführten reizmetrischen Untersuchung, ob das Farbunterscheidungsvermögen durch Filter und bei Berücksichtigung der Umstimmung des Auges verbessert werden kann, scheint von den beiden untersuchten Filtern das Urteil zugunsten des Neophans auszufallen. Wir haben – wie es in der niederen Farbmetrik nicht anders möglich ist – aber nur die Verschiebung der Farbpunkte in der Farbtafel betrachtet, d. h. die Änderung von Farbton und von Sättigung. Die Farbtonänderung ist bei beiden Filtern nicht erheblich. Was die Sättigung angeht, so kann durch Erhöhung der Sättigung das Farbunterscheidungsvermögen des Auges für Wellenlängendifferenzen zunehmen. Hierin scheint die Hauptwirkung des Neophans zu beruhen, wie sich auch aus einer Arbeit von Schaefer-Kliefoth-v. Wolff[13]) über den „Einfluß gebräuchlicher farbiger Schutzgläser auf das Sehvermögen durch Änderung des Leuchtdichtekontrastes, des Farbtonkontrastes und der Sättigung" ergibt. Dort ist aber auch auseinandergesetzt, daß die Unterscheidbarkeit von Farben von drei Faktoren abhängt. Neben Farbton- und Sättigungsänderung spielt die Änderung der Leuchtdichte (Helligkeit) eine Rolle. Auf letzterer beruht hauptsächlich die Wirkung des Umbrals. Dabei ist es nicht angängig, für eine endgültige Beurteilung eines Filters die Wirkung der drei oben genannten Faktoren zu trennen. Umbral erweist sich auch bei dieser Untersuchung als dem physikalischen Graufilter verwandt, während das Neophan mit seiner stark zerklüfteten Absorptionskurve zu der Gruppe von Filtern gehört, deren Wirkung, wie Ströble nachwies, auf der Absorption eines Spektralbereiches beruht.

13) Zeitschr. f. techn. Phys. **24**, 125–140, 1943.

Breslau, 1. Dezember 1943.

(Eingegangen 26. Februar 1944)

Über die Λ-Verdopplung der $^4\Pi$-Terme

Von A. Budó und I. Kovács

Zusammenfassung

Die van Vlecksche Theorie der Λ-Verdopplung wird auf die $^4\Pi$-Terme von zweiatomigen Molekülen ausgedehnt. Nach den abgeleiteten Formeln sind, wenn der $^4\Pi$-Term dem Hundschen Falle a) nahesteht, die Aufspaltungen bei den Komponenten $^4\Pi_{1/2}$ und $^4\Pi_{-1/2}$ von gleicher Größenordnung und wachsen mit J linear an, während sie bei den $^4\Pi_{3/2}$- und $^4\Pi_{5/2}$-Komponenten sehr klein sind. Im Hundschen Falle b) zeigen alle vier Komponenten gleiche, mit $K(K+1)$ proportionale Aufspaltung. Die Formeln für den intermediären Kopplungsfall werden mit den Messungen von Nevin am $^4\Pi$-Terme von O_2^+ verglichen; es wird eine befriedigende Übereinstimmung gefunden.

Die van Vlecksche Theorie der Λ-Verdopplung in den Spektren von zweiatomigen Molekülen[1]) soll in dieser Arbeit auf die $^4\Pi$-Terme ausgedehnt und das Resultat mit den Messungen von Nevin[2]) verglichen werden.

Die Energiewerte eines Multiplettermes, der dem Hundschen Falle a) angehört, sind bekanntlich unter Vernachlässigung gewisser Glieder in der Wellengleichung mit den üblichen Bezeichnungen durch den Ausdruck:

$$W^a = A\Lambda\Sigma + B[J(J+1) - \Omega^2 + S(S+1) - \Sigma^2] \qquad (1)$$

gegeben. In dieser Näherung sind die Zustände (Λ, Σ) und $(-\Lambda, -\Sigma)$ entartet; eine Aufspaltung, die Λ-Verdopplung, tritt auf, wenn man die vernachlässigten Glieder mit der Störungsrechnung berücksichtigt.

Die Matrixelemente des Störungsproblems sind einerseits nach van Vleck die folgenden:

$$H_1(n, v, \Lambda, \Sigma;\ n, v, \Lambda, \Sigma \pm 1) = B\,[J(J+1) - \Omega(\Omega \pm 1)]^{1/2}\,[S(S+1) - \Sigma(\Sigma \pm 1)]^{1/2}, \qquad (2a)$$

$$H_1(n, v, \Lambda, \Sigma;\ n', v', \Lambda \pm 1, \Sigma) = 2\,(BL_y)(n, v, \Lambda;\ n', v', \Lambda \pm 1)\,[J(J+1) - \Omega(\Omega \pm 1)]^{1/2}, \qquad (2b)$$

$$H_1(n, v, \Lambda, \Sigma;\ n', v', \Lambda \pm 1, \Sigma \mp 1) = 2\,(BL_y)(n, v, \Lambda;\ n', v', \Lambda \pm 1)\,[S(S+1) - \Sigma(\Sigma \mp 1)]^{1/2} \qquad (2c)$$

$$H_1(n, v, \Lambda, \Sigma;\ n', v', \Lambda, \Sigma) = G\,. \qquad (2d)$$

1) J. H. van Vleck, Phys. Rev. **33**, 467, 1929; **40**, 544, 1932; M. H. Hebb, Phys. Rev **49**, 610, 1936.
2) T. E. Nevin, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) **237**, 471, 1938.

(Es bedeuten: n die Gesamtheit der Elektronenquantenzahlen mit Ausnahme von Λ, Σ und Ω, v die Schwingungsquantenzahl, L_y die zur Molekülachse senkrechte Komponente des Bahndrehimpulses der Elektronen, G eine von J unabhängige Größe.) Für alle diese Elemente ist $\Delta J = 0$ und $\Delta S = 0$. Andererseits sind auch die Matrixelemente des Operators der Bahn-Spin-Wechselwirkung

$$H_2 = \Sigma a_i (\vec{l}_i \vec{s}_i) \tag{3}$$

in Betracht zu ziehen. Die Diagonalelemente von H_2 sind im Gliede $A\Lambda\Sigma$ der Energieformel (1) schon enthalten, die übrigen Elemente sind vom Typ $\Delta J = 0$, $\Delta\Omega = 0$, $\Delta\Lambda = -\Delta\Sigma = 0, \pm 1$, $\Delta S = 0, \pm 1$. Die Spin-Spin-Wechselwirkung kann vernachlässigt werden[3]).

Wir betrachten die Wechselwirkung des betreffenden $^4\Pi$-Termes zunächst mit einem einzigen $^4\Sigma$-Zustande. Die zu $\Lambda = 1$ bzw. $\Lambda = -1$ gehörigen $^4\Pi$-Teilzustände seien mit $^4\Pi_{3/2}, \ldots, {}^4\Pi_{-3/2}$ bzw. mit $^4\Pi'_{3/2}, \ldots, {}^4\Pi'_{-3/2}$ bezeichnet. Die Elemente $W_a(m)$ und $H(m, m')$ $[= H_1(m, m') + H_2(m, m')]$ der entsprechenden zwölfreihigen Matrix geben zum Teil die Gleichungen (1) bis (2c) unmittelbar an, der H_2-Anteil hingegen läßt sich mit den Eigenfunktionen der $^4\Pi$- und $^4\Sigma$-Zustände[4]) und mit dem Operator (3) berechnen bzw. (unter der Annahme von drei Elektronen) auf die Konstante

$$\tfrac{1}{3}(a_1 l_{1y} + a_2 l_{2y} + a_3 l_{3y})(^4\Pi; {}^4\Sigma) = \xi \tag{4}$$

zurückführen. Es ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} H_2(^4\Pi_{3/2}; {}^4\Sigma_{3/2}) = H_2(^4\Pi_{-3/2}; {}^4\Sigma_{-3/2}) &= \sqrt{3}\cdot\xi; \\ H_2(^4\Pi_{1/2}; {}^4\Sigma_{1/2}) &= 2\xi. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Da zwischen den Matrixelementen $H(^4\Pi_\Omega; {}^4\Sigma_{\Omega'})$ und $H(^4\Pi'_{-\Omega}; {}^4\Sigma_{-\Omega'})$ die Beziehung

$$H(^4\Pi_\Omega; {}^4\Sigma_{\Omega'}) = (-1)^\Sigma H(^4\Pi'_{-\Omega}; {}^4\Sigma_{-\Omega'}) \tag{6}$$

besteht (der Exponent $\Sigma = 0$ oder 1, je nachdem der $^4\Sigma$-Zustand ein Σ^+- oder Σ^--Zustand ist)[5]), läßt sich die zwölfreihige Matrix nach der Einführung der neuen Eigenfunktionen

$$2^{-1/2}[\psi(^4\Pi_\Omega) \pm \psi(^4\Pi'_{-\Omega})]$$

und

$$2^{-1/2}[\psi(^4\Sigma_\Omega) \pm \psi(^4\Sigma_{-\Omega})]$$

in zwei sechsreihige Matrizen zerlegen. Die eine dieser Matrizen enthält bei einem gegebenen J die positiven, die andere die negativen Rotationszustände; bei den aufeinanderfolgenden J-Werten ist die Symmetrie der Zustände abwechselnd positiv und negativ. Bezeichnet man die Rotationskonstante des $^4\Sigma$-Termes mit B', die (in Wellenzahlen gemessene) Energiedifferenz $\nu(^4\Pi; {}^4\Sigma)$ mit ν und führt man die Abkürzungen

$$J(J+1) = x;\ 2(BL_y)(^4\Pi; {}^4\Sigma) = \eta;\ \xi + \eta = \zeta \tag{7}$$

ein, dann hat die eine Matrix die Form:

$^4\Pi_{3/2}$	$B(x-\frac{19}{4})+\frac{3}{2}A$	$B\sqrt{3(x-\frac{15}{4})}$	0	0	$\eta\sqrt{x-\frac{15}{4}}$	0
$^4\Pi_{3/2}$	$B\sqrt{3(x-\frac{15}{4})}$	$B(x+\frac{5}{4})+\frac{1}{2}A$	$2B\sqrt{x-\frac{3}{4}}$	0	$\sqrt{3}\zeta$	$\eta\sqrt{x-\frac{3}{4}}$
$^4\Pi_{1/2}$	0	$2B\sqrt{x-\frac{3}{4}}$	$B(x+\frac{13}{4})-\frac{1}{2}A$	$B\sqrt{3(x+\frac{1}{4})}$	0	$2\zeta+(-1)^\Sigma\eta\sqrt{x+\frac{1}{4}}$
$^4\Pi_{-1/2}$	0	0	$B\sqrt{3(x+\frac{1}{4})}$	$B(x+\frac{5}{4})-\frac{3}{2}A$	$(-1)^\Sigma\eta\sqrt{x-\frac{3}{4}}$	$(-1)^\Sigma\sqrt{3}\cdot\zeta$
$^4\Sigma_{3/2}$	$\eta^*\sqrt{x-\frac{15}{4}}$	$\sqrt{3}\zeta^*$	0	$(-1)^\Sigma\eta^*\sqrt{x-\frac{3}{4}}$	$\nu+B'(x-\frac{3}{4})$	$B'\sqrt{3(x-\frac{3}{4})}$
$^4\Sigma_{1/2}$	0	$\eta^*\sqrt{x-\frac{3}{4}}$	$2\zeta^*+(-1)^\Sigma\eta^*\sqrt{x+\frac{1}{4}}$	$(-1)^\Sigma\sqrt{3}\cdot\zeta^*$	$B'\sqrt{3(x-\frac{3}{4})}$	$\nu+B'[x+\frac{13}{4}+(-1)^\Sigma(2J+1)]$

(8)

Die andere Matrix unterscheidet sich von (8) dadurch, daß in ihr anstatt $(-1)^\Sigma$ überall (also in den Elementen H_{36}, H_{63}, H_{45}, H_{54}, H_{46}, H_{64}, H_{66}) $-(-1)^\Sigma$ steht.

Zur Berechnung der Größe der Λ-Verdopplung müssen wir von den vier $^4\Pi$-Eigenwerten der Matrix (8) die entsprechenden Eigenwerte der anderen Matrix abziehen. Wir betrachten sogleich den allgemeinen intermediären Kopplungsfall des $^4\Pi$-Termes, in dem die Matrixelemente zwischen den $^4\Pi$-Komponenten und die Multiplettaufspaltung ($\approx A$) von gleicher Größenordnung sind, die letztere aber setzen wir als klein gegen die Energiedifferenz $\nu(^4\Pi; {}^4\Sigma)$ voraus. Dementsprechend transformieren wir zunächst die Matrix (8) mit einer unitären Matrix S, so daß der $^4\Pi$-Anteil der transformierten Ma-

3) Vgl. M. H. Hebb, a. a. O. Die Spin-Spin-Wechselwirkung verbindet auch solche Zustände miteinander, für welche $\Delta\Lambda = -\Delta\Sigma = \pm 2$ ist, mithin bei $^3\Pi$-Termen die beiden anfänglich entarteten Zustände $^3\Pi_0$. Ein solches Matrixelement kommt aber bei $^4\Pi$-Termen offenbar nicht vor.

4) A. Budó und I. Kovács, Zeitschr. f. Phys. **116**, 693, 1940.

5) Diese folgt aus der Spiegelung der Ortskoordinaten der Elektronen an einer durch die Kernverbindungslinie gelegten Ebene; es geht nämlich die Elektronortsfunktion $\Phi(^4\Pi)$ in $\Phi(^4\Pi')$, $\Phi(^4\Sigma)$ in $(-1)^\Sigma\Phi(^4\Sigma)$ über, während die Operatoren L_y bzw. l_{iy} invariant bleiben.

trix $S^{-1}HS = H'$ die Diagonalform habe. Die Eigenwerte des $^4\Pi$-Anteils der Matrix (8), d. h. die Eigenwerte des $^4\Pi$-Zustandes im intermediären Kopplungsfall, wurden von Brandt angegeben[6]), sie seien mit $W_1, \ldots, W_4$, die ersten vier Diagonalglieder von (8), zur Abkürzung mit $W_1^a, \ldots, W_4^a$ bezeichnet. Mit diesen Größen können die Elemente von S folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\left.\begin{aligned} S_{ik} &= [s_{1k}^2 + s_{2k}^2 + s_{3k}^2 + s_{4k}^2]^{-1/2} \cdot s_{ik}\,, \qquad (i, k = 1, 2, 3, 4)\\ s_{1k} &= \left[3\,(J-\tfrac{3}{2})(J+\tfrac{5}{2})\right]^{1/2}\left[(W_3^a - W_k)(W_4^a - W_k) - 3\,(J+\tfrac{1}{2})^2\right],\\ s_{2k} &= -\,(W_1^a - W_k)\left[(W_3^a - W_k)(W_4^a - W_k) - 3\,(J+\tfrac{1}{2})^2\right],\\ s_{3k} &= 2\left[(J-\tfrac{1}{2})(J+\tfrac{3}{2})\right]^{1/2}(W_1^a - W_k)(W_4^a - W_k),\\ s_{4k} &= -\,2\left[3\,(J-\tfrac{1}{2})(J+\tfrac{3}{2})\right]^{1/2}(J+\tfrac{1}{2})(W_1^a - W_k). \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Es ist ferner $S_{55} = S_{66} = 1$, die übrigen Elemente sind Null.

Auf die transformierte Matrix $H' = \tilde{S}HS$ können die gewöhnlichen Formeln der Störungsrechnung von nichtentarteten Systemen angewandt werden. Da nach der Voraussetzung die Energiedifferenz $\nu(^4\Pi;\,^4\Sigma)$ sehr groß gegen die Multiplettaufspaltung ist, genügt die erste Näherung [mit einem für alle Komponenten gemeinsamen $\nu(^4\Pi;\,^4\Sigma)$]:

$$W_k' = W_k + \frac{|H_{k5}'|^2 + |H_{k6}'|^2}{\nu(^4\Pi;\,^4\Sigma)}. \tag{10}$$

Indem man genau so mit der anderen sechsreihigen Matrix verfährt (die S_{ik}-s und die W_k-s sind die gleichen) und die Differenz der entsprechenden Eigenwerte, d. h. die Ausdrücke

$$\Delta\nu_k(J) = (-1)^J - \tfrac{1}{2}[W_k'^{(+)}(J) - W_k'^{(-)}(J)] \tag{11}$$

bildet, findet man für die Λ-Verdopplung der einzelnen Multiplettkomponenten:

$$\left.\begin{aligned} \Delta\nu_k(J) = {} & C_1 \cdot S_{3k} \cdot S_{4k} + C_2\left[S_{2k}S_{4k}\sqrt{3\,(J-\tfrac{1}{2})(J+\tfrac{3}{2})} + S_{3k}^2(J+\tfrac{1}{2})\right] +\\ & + C_3\left[S_{1k}S_{4k}\sqrt{(J-\tfrac{3}{2})(J-\tfrac{1}{2})(J+\tfrac{3}{2})(J+\tfrac{5}{2})} + S_{2k}S_{3k}\sqrt{(J-\tfrac{1}{2})(J+\tfrac{3}{2})}\cdot(J+\tfrac{1}{2})\right]. \quad (k = 1, 2, 3, 4) \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Die Konstanten C_1, C_2, C_3 sind dabei durch die Gleichungen

$$C_1 = 8\sqrt{3}\,\frac{(-1)^{\Sigma}|\zeta|^2}{\nu(^4\Pi;\,^4\Sigma)}; \qquad C_2 = 4\,\frac{(-1)^{\Sigma}(\zeta\eta^* + \zeta^*\eta)}{\nu(^4\Pi;\,^4\Sigma)}; \qquad C_3 = 4\,\frac{(-1)^{\Sigma}|\eta|^2}{\nu(^4\Pi;\,^4\Sigma)} \tag{13}$$

definiert.

Betrachtet man die Wechselwirkung des $^4\Pi$-Terms nicht nur mit einem $^4\Sigma$-Zustande, sondern mit mehreren Zuständen, vernachlässigt man aber die Wechselwirkung der letzteren unter sich, dann führen dem Obigen entsprechende Überlegungen zu dem Ergebnis, daß zur Λ-Verdopplung des $^4\Pi$-Terms in der besprochenen Näherung nur noch die $^2\Sigma$-Zustände einen Beitrag liefern ($^4\Pi$-, $^4\Delta$-, $^2\Pi$-, $^2\Delta$-Zustände nur Termverschiebung ergeben), nämlich:

$$\frac{(-1)^{\Sigma}|\varepsilon|^2}{\nu(^4\Pi;\,^2\Sigma)}\,S_{3k}S_{4k}. \tag{14}$$

Darin bedeutet ε eine Größe, die mit dem Matrixelement $H_2(^4\Pi;\,^2\Sigma)$ des Operators (3) zusammenhängt. Man kann also den von J unabhängigen Faktor $(-1)^{\Sigma}|\varepsilon|^2/\nu(^4\Pi;\,^2\Sigma)$ in die Konstante C_1 einbeziehen und – unter der Annahme von mehreren Σ-Termen – in den Ausdrücken (13) für die C-s über die Σ-Zustände summieren. Mit dieser Bedeutung der Konstanten C_1, C_2, C_3 sind die Formeln (12) für die Λ-Verdopplung des $^4\Pi$-Terms allgemein gültig.

Im intermediären Kopplungsfall des $^4\Pi$-Terms sind die Ausdrücke (12) recht kompliziert, da die Größen S_{ik} auf unübersichtliche Weise von J abhängen. Wenn der $^4\Pi$-Term dem Falle a) nahesteht (große Multiplettaufspaltung), gelten einfachere Formeln, weil dann die S_{ik}-s mit den sukzessiven Näherungsschritten der Störungsrechnung zu berechnen sind. Drückt man die Multiplettaufspaltung des ungestörten $^4\Pi$-Zustandes [d. h: die Differenz der entsprechenden Diagonalelemente der Matrix (8)] durch die Konstanten A und B aus und führt man die übliche Kopplungskonstante

$$Y = \frac{A}{B} \tag{15}$$

ein, dann erhält man die Näherungsformeln[7]):

6) W. H. Brandt, Phys. Rev. **50**, 778, 1936.

7) Die Ordnung derjenigen Näherung (bezüglich der Berechnung von S_{ik}), die zuerst eine Aufspaltung ergibt, ist für die einzelnen Komponenten verschieden, wie es die Potenzen von Y in den Gleichungen (16) zeigen. Auch innerhalb einer Komponente wurden Näherungen von verschiedener Ordnung berücksichtigt, da die Konstanten C_1, C_2, C_3 ihrer Bedeutung nach im Hundschen Falle a) sehr verschieden sind, so daß nicht sie, sondern die Größen C_1, C_2Y, C_3Y^2 gleiche Größenordnung haben. – Über die Näherungsformeln für die Elemente S_{ik} vgl. z. B.: M. Born und P. Jordan, Elementare Quantenmechanik, Berlin 1930, S. 196 ff.

$$\Delta\nu\,(^4\Pi_{3/2}) = \frac{\sqrt{3}\,C_1 + 6\,C_2\,(Y-3) + 4\,C_3\,(Y-3)\,(Y-4)}{(Y-2)\,(Y-4)^2\,(Y-6)^2}\,(J-\tfrac{3}{2})(J-\tfrac{1}{2})(J+\tfrac{1}{2})(J+\tfrac{3}{2})(J+\tfrac{5}{2}), \quad (16a)$$

$$\Delta\nu\,(^4\Pi_{3/2}) = \frac{2\sqrt{3}\,C_1 + C_2\,(7\,Y-6) + 2\,C_3\,Y\,(Y-2)}{Y\,(Y-2)^2}\,(J-\tfrac{1}{2})\,(J+\tfrac{1}{2})\,(J+\tfrac{3}{2}), \quad (16b)$$

$$\Delta\nu\,(^4\Pi_{1/2}) = \frac{\sqrt{3}\,C_1 + C_2\,(Y+2)}{Y+2}\,(J+\tfrac{1}{2}), \quad (16c)$$

$$\Delta\nu\,(^4\Pi_{-1/2}) = -\frac{\sqrt{3}\,C_1}{Y+2}\,(J+\tfrac{1}{2}). \quad (16d)$$

Die Näherung ist um so besser, je größer die Kopplungskonstante Y gegen die Rotationsquantenzahl J ist. Aus den Formeln folgt, daß die Λ-Aufspaltungen der Komponenten $^4\Pi_{3/2}$ und $^4\Pi_{3/2}$ im Vergleich zu den Aufspaltungen von $^4\Pi_{1/2}$ und $^4\Pi_{-1/2}$ sehr klein sind; die letzteren haben dieselbe Größenordnung und wachsen mit J linear an.

Im Hundschen Falle b) sind die Energiewerte mit der üblichen Numerierung:

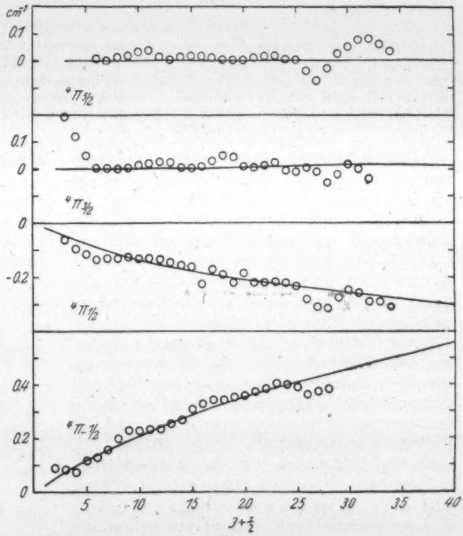
$$W_1 = B\,[(J-\tfrac{3}{2})\,(J-\tfrac{1}{2}) - 1], \ldots,$$

$$W_4 = B\,[(J+\tfrac{3}{2})\,(J+\tfrac{5}{2}) - 1]$$

und mit diesen erhält man für die Elemente S_{ik} auf Grund der Gleichungen (9) einfache geschlossene Ausdrücke. Wenn man beachtet, daß im Falle b) die Größen ξ und ε [vgl. Gleichung (4) und (14)] gleich Null gesetzt und somit [nach den Gleichungen (7) und (13)] die Konstanten C_1 und C_2 auf die Konstante C_3 zurückgeführt werden können, so ergibt sich aus den Gleichungen (12):

$$\left.\begin{aligned}
\Delta\nu_1 &= -\frac{C_3}{2}\,(J-\tfrac{3}{2})\,(J-\tfrac{1}{2});\\
\Delta\nu_2 &= \frac{C_3}{2}\,(J-\tfrac{1}{2})\,(J+\tfrac{1}{2});\\
\Delta\nu_3 &= -\frac{C_3}{2}\,(J+\tfrac{1}{2})\,(J+\tfrac{3}{2});\\
\Delta\nu_4 &= \frac{C_3}{2}\,(J+\tfrac{3}{2})\,(J+\tfrac{5}{2}).
\end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Da wegen des fehlenden Kernspins von O nur die negativen Rotationszustände des $^4\Pi$-Termes vorhanden sind, muß man zur Bestimmung der Λ-Verdopplung eine Interpolation zu Hilfe nehmen, wie es in der Nevinschen Arbeit beschrieben ist. Die Punkte in der Figur zeigen die gemessenen Verdopplungen im Niveau $v''=0$



Gemessene und berechnete Λ-Aufspaltungen im untersten Schwingungsniveau des $^4\Pi$-Termes von O_2^+.

Die Λ-Verdopplungen der zu demselben K gehörigen vier Komponenten eines $^4\Pi(b)$-Termes haben also dasselbe Vorzeichen und die gleiche Größe $\frac{C_3}{2}K(K+1)$, wie es wegen des verschwindenden Spineinflusses ohne weiteres zu erwarten ist.

Vergleich mit der Erfahrung. Es liegen Messungen bisher nur am $^4\Pi$-Terme von O_2^+ vor[2]). des $^4\Pi$-Zustandes; es wurden die Mittelwerte aus allen Meßwerten gebildet[8]). Die Aufspaltungen haben bis zu mittleren Werten von J den für

8) Auf Grund der Tabelle XIX von Nevin. — Die Aufspaltungen der Komponenten $^4\Pi_{3/2}$ und $^4\Pi_{-1/2}$ (d. h. F_2 und F_4) haben nach unserer Definition anderes Vorzeichen wie in der Nevinschen Arbeit, wie man an Hand der dortigen Fig. 2 feststellen kann.

den Hundschen Fall a) erhaltenen Charakter: sie sind in den Komponenten $^4\Pi_{1/2}$ und $^4\Pi_{1/2}$ nicht mit Sicherheit nachweisbar, während in den Komponenten $^4\Pi_{1/2}$ und $^4\Pi_{-1/2}$ ungefähr gleiche Größe haben und mit J linear anwachsen.

Da für die Kopplungskonstante Y des (verkehrten) $^4\Pi$-Termes der Wert $Y = -44$ angegeben wird und somit der Fall a) für größere Werte von J keine gute Näherung mehr bedeutet, müssen wir zum quantitativen Vergleich die allgemeinen Formeln (12) und (9) heranziehen. Die ausgezogenen Linien der Fig. 1 geben die mit den Konstanten $C_1 = 0{,}58\ \mathrm{cm}^{-1}$, $C_2 = 0{,}0077\ \mathrm{cm}^{-1}$, $C_3 = 0{,}0001\ \mathrm{cm}^{-1}$ (und $Y = -44$) berechneten Verdopplungen wieder[9]). Wenn man beachtet, daß nach den Messungen die Abweichungen der einzelnen Meßwerte vom Mittelwert manchmal auch den Betrag $0{,}1\ \mathrm{cm}^{-1}$ erreichen, kann die Übereinstimmung als befriedigend angesehen werden.

9) Angenäherte Werte der Konstanten C_1, C_2, C_3 erhält man leicht mit Hilfe der für den Fall a) gültigen Formeln (16) und der Meßdaten für niedrige J-Werte.

Szeged (Ungarn), Physikalisches Institut der Hochschule für Lehrerausbildung, im Oktober 1943.

(Eingegangen 12. November 1943)

Untersetzer für den Betrieb von mechanischen Zählwerken

Von F. Rehbein

Zusammenfassung

Aufbau und Wirkungsweise eines Elektronenröhrenuntersetzers nach Forsman werden in allen Einzelheiten untersucht; insbesondere die für exaktes Arbeiten wichtige Größe der Gittervorspannungen und der Kapazität des Anoden-Gitter-Kopplungsgliedes. Als Beispiel wird das Auflösungsvermögen mit 25 min Radiojod für 1S 1- und 1 : 16-Registrierung ermittelt. Die Schaltskizze eines kompletten Gerätes für 1S 1- und 1S 2- bis 1S 16-Registrierung wird angegeben, das Gerät arbeitet ohne Zählverluste bis zu einigen 10^4-Teilchen pro Minute.

Da bei Untersuchungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr die zeitliche Verteilung der zu untersuchenden Strahlen in allen Fällen eine statistische ist, schließt selbst eine geringe Strahlenhäufigkeit sehr schnelle Stoßfolgen nicht aus [vgl. auch W. Kolhörster und E. Weber (1)]. Während nun das Auflösungsvermögen der Zählrohre und der normalerweise zur Verwendung gelangenden Zählstoßverstärker in der Größenordnung 10^{-5} sec liegt, ist dasjenige der mechanischen Zählwerke um zwei Zehnerpotenzen geringer. Selbst bei dem sehr empfindlichen Zählwerk nach Flammersfeld (2) beträgt das Auflösungsvermögen nur $5 \cdot 10^{-3}$ sec und bei Telephongesprächszählern sowie daraus entwickelten Zählwerken liegt das Auflösungsvermögen sogar nur in der Größenordnung 10^{-2} sec. Das Zählwerk ist daher der schwächste Teil der Zählapparatur. Dieser Mangel an Auflösungsvermögen wirkt sich in praxi dahingehend aus, daß mit zunehmender Zählstoßfolge eine immer größere Zahl von Impulsen unterdrückt wird und die einzelnen Meßergebnisse somit einer entsprechenden Aufwertung bedürfen. Letzteres gilt natürlich auch für eine periodische Verteilung der zu registrierenden Zählstöße, wenn die Frequenz der beobachteten Impulse einen bestimmten, durch das Auflösungsvermögen des Zählwerks bedingten, Wert übersteigt. Während nun für die Registrierung extrem hoher Zählstoßzahlen (10^5 und mehr pro Minute) direkt anzeigende Meßinstrumente verwandt werden (3, 4, 5), bei denen die Zählimpulse zur Aufladung eines Kondensators benutzt werden, dessen Entladungsstrom mit einem empfindlichen mA-Meter gemessen wird, müssen bei der Registrierung von Zählstoßfolgen bis zu 10^5/min andere

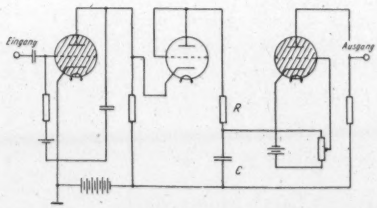


Fig. 1.

Wege eingeschlagen werden. Zur Entlastung der mechanischen Zählwerke und zur Vermeidung zeitraubender Auswertungen steht hier der Untersetzer zur Verfügung, der eine Untersetzung der Zählstoßzahlen in einem bestimmten Verhältnis ermöglicht. Für sehr hohe Zählstoßzahlen wird auch hier wiederum das Akkumulationsprinzip angewandt. Fig. 1 zeigt das Schaltbild eines von Weiss (6) nach diesem Prinzip entwickelten Untersetzers.

Die einzelnen Zählimpulse laden den Kondensator C auf (vgl. Fig. 1), der nach Erreichen eines bestimmten Aufladepotentials ein Thyratron zur Zündung bringt. Das Untersetzungsverhältnis läßt sich durch Veränderung des Widerstandes R (vgl. Fig. 1) beliebig ändern. Soweit es sich jedoch um die Registrierung niedriger Zählstoßzahlen (einige 10^4 und weniger Teilchen/min) handelt, wie sie im allgemeinen und im Gebiet der Radiochemie, Biologie und Medizin praktisch nur vorkommen, werden Untersetzer angewandt, bei denen in jeder Untersetzerstufe jeweils der zweite Impuls unterdrückt wird. Bei einer einzelnen Stufe erfolgt somit die Untersetzung im Verhältnis $1:2$, bei zwei Stufen im Verhältnis $1:2^2$ und bei Hintereinanderschaltung von n Stufen im Verhältnis $1:2^n$. Neben der Tatsache, daß die Untersetzung der Zählstoßzahlen je nach Anzahl der Stufen exakt um Zweierpotenzen erfolgt, bietet dieses Untersetzungsprinzip den Vorteil, daß durch die mehrfache Untersetzung die statistische Verteilung der Impulsfolge mit zunehmender Stufenzahl mehr und mehr in eine periodische übergeht, wodurch eine weitere wesentliche Entlastung des mechanischen Zählwerks erfolgt. Während nämlich das sehr empfindliche Zählwerk nach Flammersfeld (2) bei Registrierung einer statistisch verteilten Strahlung von 1000 Zählstößen pro Minute bereits 10 Proz. unterdrückt, registriert es periodisch verteilte Zählstoßfolgen bis zu weit höheren Werten ohne Schwierigkeiten.

Bei diesem Untersetzungsprinzip spielt aber das Auflösungsvermögen der einzelnen Untersetzerstufen eine maßgebende Rolle, da ja ein ungenügendes Auflösungsvermögen wiederum zur Unterdrückung von sehr schnell aufeinanderfolgenden Zählimpulsen führen würde. In Anpassung an das Zählrohrauflösungsvermögen, das für Zählrohre mit Dampfzusatz mit einigen 10^{-5} sec angenommen werden kann (7), wählt man auch für die einzelnen Untersetzerstufen ein Auflösungsvermögen der gleichen Größenordnung.

Da der von Wynn-Williams (8) entwickelte Thyratronuntersetzer wegen der notwendigen großen Ankopplungskapazitäten ein zu geringes Auflösungsvermögen hat, werden heute ausschließlich Elektronenröhrenuntersetzer verwendet. Der Aufbau und die Wirkungsweise eines derartigen Untersetzers sollen nun im folgenden einmal einer näheren Betrachtung unterzogen werden. Der beschriebene Untersetzer wurde nach dem von Forsman (9) angegebenen Prinzip gebaut, das gegenüber dem von Stevenson und Getting (10) sowie dem von Lifschutz und Lawson (11, 12) verwendeten den Vorzug bietet, pro Stufe mit nur zwei Röhren auszukommen bzw. ohne Zwischenstufen zwischen den einzelnen Untersetzerkreisen, wodurch die an sich schon umfangreiche Apparatur eine erhebliche Vereinfachung erfährt. Die Arbeitsweise eines solchen Elektronenröhrenuntersetzers (s. Fig. 2) ist folgende:

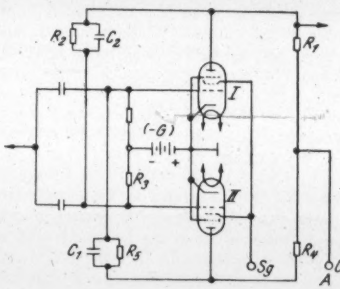


Fig. 2.

Die von einer Steuerstufe kommenden negativen oder positiven Impulse werden gleichzeitig den Gittern zweier Elektronenröhren zugeführt. Beide Gitter erhalten eine gemeinsame negative Vorspannung ($-G$). Wird nun Rohr I als durch diese negative Vorspannung gesperrt angenommen, erleidet die in A angelegte Anodenspannung längs der Widerstände R_1, R_2 und R_3 einen Spannungsabfall. Der Spannungsabfall an den einzelnen Widerständen ist dabei durch die Größe des im Kreise $A \rightarrow (-G)$ fließenden Stromes und die Größe der Widerstände bestimmt. Die Widerstände sind so dimensioniert, daß der Spannungsabfall an R_1 und R_2 nur so groß ist, daß sich der am Gitter des Rohres II liegenden negativen Spannung ($-G$) eine genügend hohe positive überlagert, um dieses Rohr geöffnet zu halten. Da Rohr II geöffnet ist, tritt, weil der innere Widerstand (Ohmscher Widerstand) des stromführenden Rohrs nur gering ist, an R_4 bereits ein erheblicher Spannungsabfall auf. Die am Gitter des Rohres I liegende negative Gittervorspannung wird daher von der Anodenspannung A nicht mehr wesentlich beeinflußt. Ein gleichzeitig den Gittern der Rohre I und II zugeführter negativer Steuerimpuls beeinflußt nun das ja schon negativ vorgespannte Gitter des Rohres I nicht mehr. Das positiv vorgespannte Gitter des Rohres II wird dagegen durch den Impuls vorübergehend negativ und das Rohr damit gesperrt. Mit dieser Sperrung wird aber auch an der Anode des Rohres II ein erheblicher Spannungsanstieg erzeugt, der, über

das Anoden-Gitter-Kopplungsglied $R_5 \cdot C_1$ auf das negative Gitter des Rohres I übertragen, dieses öffnet. Die Lage ist damit wieder dieselbe wie vorher, nur daß jetzt Rohr I geöffnet und Rohr II gesperrt ist. Der nächstfolgende negative Steuerimpuls wirkt nun wieder auf das jetzt positive Gitter des Rohres I, so daß dieses gesperrt und damit Rohr II geöffnet wird. In der gleichen Weise kann die Untersetzerstufe auch durch positive Steuerimpulse betrieben werden. In diesem Falle wird das bereits positiv vorgespannte Gitter des Rohres II durch den Steuerimpuls nicht beeinflußt, während das negativ vorgespannte Gitter des Rohres I auf den positiven Steuerimpuls reagieren kann. Der Untersetzungsvorgang selbst verläuft im übrigen genau wie bei der Steuerung der Untersetzerstufe mit negativen Impulsen. An R_1 entstehen so bei Öffnung und Sperrung des Rohres I negative bzw. positive Impulse, die hier abgegriffen werden und zur Steuerung der nächsten Untersetzerstufe oder eines Zählkreises dienen. Das exakte Funktionieren einer Untersetzerstufe ist daher in erster Linie von der richtigen Wahl der Gittervorspannungen an den beiden Rohren abhängig. Diese Abhängigkeit wurde deshalb einer eingehenden Untersuchung unterzogen, und zwar gelten die hier angegebenen Werte für folgende Röhren und Untersuchungsbedingungen: Als Bestückungsröhren wurden die Pentoden *AF* 7, *EF* 12, *EF* 14 gewählt, die annähernd die gleichen Ergebnisse zeigten. Zur Bestückung des Untersetzers sind nicht unbedingt Pentoden erforderlich. Im Institut für Höhenstrahlforschung der Universität Berlin wird z. B. von Herrn Prof. Dr. Kolhörster mit gutem Erfolg die Doppeltriode *EDD* 11 verwendet. Da bei dieser Röhre jeweils zwei Systeme in einem Kolben untergebracht sind, vermindert sich die Zahl der erforderlichen Röhren um die Hälfte. Der Aufbau und die Arbeitsweise des Untersetzers sind aber sonst dieselben. Die Anoden-, Schirmgitter- und Gittervorspannungen hatten folgende Werte: Anodenspannung $U_a = 210$ Volt, Schirmgitterspannung $U_{Sg} = 70$ Volt, Gesamtgittervorspannung $(-G)$ max $= 70$ Volt. Fig. 3 zeigt nun den Verlauf der Gitterpotentiale [angelegte negative Spannung $(-G)$ plus überlagerte positive Spannung (U_a)] der beiden Rohre einer Untersetzerstufe in Abhängigkeit von der angelegten negativen Gesamtgittervorspannung $(-G)$, die der Untersetzerstufe zugeführt wird.

Von — 70 bis ungefähr — 32 Volt angelegter Gittervorspannung $(-G)$ ergibt sich für das Rohr I ein Gitterpotential von etwa — 20 Volt. Von — 32 bis 0 Volt erfolgt dann ein stetiger Anstieg des aus der Gittervorspannung und Anodenspannung resultierenden Gitterpotentials bis auf 0 Volt. Da die bei den vorliegenden Messungen benutzten Pentoden (*AF* 7, *EF* 12 und *EF* 14) unter den vorliegenden Bedingungen zur Sperrung ungefähr 4 Volt am Gitter benötigen, bleibt dieses Rohr bis zu einer Gesamtgittervorspannung $(-G)$ von etwa — 8 Volt blockiert. Unter dem Einfluß der an dem gesperrten Rohr I wesentlich höheren Anodenspannung steigt daher zwischen — 70 und — 32 Volt Gesamtgittervorspannung $(-G)$ das Gitterpotential des Rohres II von — 20 bis etwas über 0 Volt an und bleibt auch für alle weiteren Werte der Gesamtgittervorspannung so. Für den Bereich einer Gesamtgittervorspannung von — 70 bis ungefähr — 40 Volt bleiben beide Rohre blockiert. Der Untersetzungsvorgang kann also in diesem Gebiet nicht eintreten. Wie weiterhin aus den Diagrammen der beiden Gitterpotentiale ersichtlich, ist bei — 32 Volt Gesamtgittervorspannung für beide Röhren ein optimales Gitterpotential erreicht. Während nämlich Rohr I noch durch die höchstmögliche Gitterspannung gesperrt ist, ist Rohr II gerade voll geöffnet. Von etwa — 8 Volt Gesamtgittervorspannung $(-G)$ an sind beide Rohre stromführend und das Eintreten des Untersetzungsvorganges damit wiederum unmöglich.

Da der Untersetzerkreis auch durch positive Impulse gesteuert werden kann, würde bei gleicher Amplitude der mit jedem Steuerimpuls an R_1 entstehenden, abwechselnd positiven und

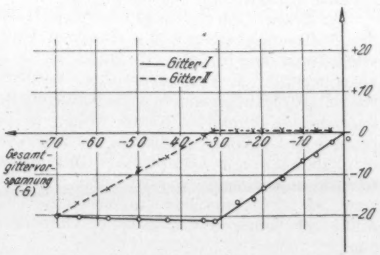


Fig. 3.

negativen, Impulse der folgende Untersetzerkreis fortlaufend gesteuert werden und der Untersetzungsvorgang damit nicht eintreten. Stevenson und Getting (10) sowie Lifschutz und Lawson (11, 12) umgehen diese Schwierigkeit durch Anwendung von Untersetzerstufen mit 4 Pentoden oder aber durch Benutzung weiterer Röhrenkreise zwischen den einzelnen Untersetzerstufen. Die Gittervorspannung der Röhren dieser Zwischenkreise ist dabei so gewählt, daß diese nur auf Impulse eines Vorzeichens an-

sprechen können. Die Zwischenkreise können daher auch wieder nur Impulse eines Vorzeichens abgeben. Daß der Elektronenröhrenuntersetzer nach Forsman (9) ohne diese Zwischenkreise auskommt, beruht auf folgender Tatsache: Während bei Öffnung des Rohres I (s. Fig. 2) wegen der plötzlich auftretenden beträchtlichen Verringerung des inneren Widerstandes (Ohmscher Widerstand) dieses Rohres die Spannung an R_1 unmittelbar zusammenbricht, muß bei Sperrung des Rohres erst die Kapazität des Anoden-Gitter-Kopplungsgliedes $R_2 \cdot C_2$ über R_1 aufgeladen werden. Entsprechend der Zeitkonstante des $R \cdot C$-Gliedes, die sich aus der Größe des Außenwiderstandes R_1 und der Größe des Koppelungskondensators C_2 ergibt, ist nun die Amplitude der entstehenden positiven Impulse eine größere oder eine kleinere, d. h. mit größer werdendem C wird die Amplitude kleiner. Es ist daher nur notwendig, einen C-Wert zu finden, der ein genügend günstiges Größenverhältnis von positiven zu negativen Impulsen gewährleistet. Die Gittervorspannung der beiden Röhren der nächsten Untersetzerstufe braucht dann nur so eingestellt zu werden, daß diese lediglich von den negativen Impulsen des vorhergehenden Untersetzerkreises beeinflußt wird, womit dann auch eine mehrfache Untersetzung ohne Verwendung von Zwischenstufen möglich ist.

Die Kurven der Fig. 4a, b und c zeigen das Größenverhältnis von positiven zu negativen Ausgangsamplituden als Funktion der Gesamtgittervorspannung ($-G$), und zwar für verschieden große Kapazitäten des Anoden-Gitter-Kopplungsgliedes $R_2 \cdot C_2$ (Fig. 4a: $C = 300$ pF, Fig. 4b: $C = 3300$ pF, Fig. 4c: $C = 10300$ pF). Wie bereits die vorstehende Betrachtung über die Gitterpotentiale in Abhängigkeit von der angelegten Gesamtgittervorspannung zeigt (vgl. auch Fig. 3), fallen die Bereiche -70 bis -32 Volt und -8 bis o Volt der Gesamtgittervorspannung ($-G$) für den Untersetzungsvorgang aus, da entweder beide Röhren gesperrt oder aber geöffnet sind. (In Fig. 4a, b und c sind diese Bereiche schraffiert gezeichnet.) Innerhalb des Arbeitsgebietes der Untersetzerstufe, d. h. von etwa -32 bis -8 Volt, verhalten sich nun die Größen der positiven und negativen Amplituden wie folgt zueinander: Bei einer Kapazität von 300 pF (vgl. Fig. 4a) ist die negative Amplitude nur in einem kleineren Bereich (etwa -32 bis -20 Volt) erheblich größer als die positive. Der Arbeitsbereich reicht aber hier trotzdem bis zu einer Gesamtgittervorspannung von -8 Volt herab (etwa -25 bis -8 Volt). Bei höheren Kapazitätswerten ist dagegen im gesamten Arbeitsbereich des Untersetzers die negative Amplitude erheblich größer, und zwar wird der Größenunterschied mit zunehmender Kapazität (vgl. Fig. 4b und c) beträchtlich. Um die Einstellung der Gesamtgittervorspannung nicht zu kritisch

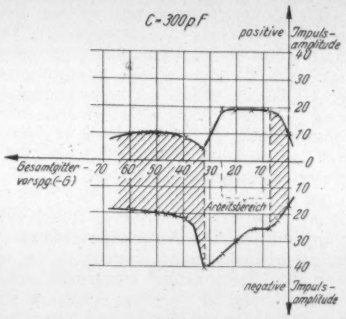


Fig. 4a.

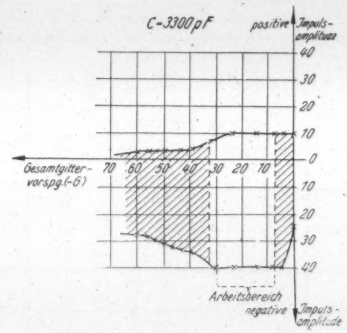


Fig. 4b.

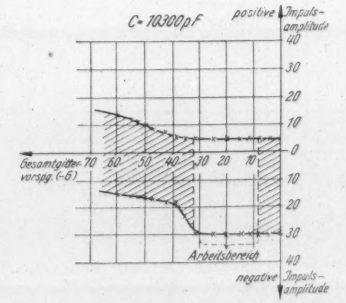


Fig. 4c.

zu gestalten, ist aber ein möglichst großer Bereich für ein günstiges Amplitudenverhältnis erwünscht. Wie nun aus den Kurven der Fig. 4

ersichtlich, wird diese Forderung zwar mit steigendem Kapazitätswert erfüllt, es muß jedoch berücksichtigt werden, daß mit zunehmender Kapazität das Auflösungsvermögen des Untersetzerkreises wegen des Anwachsens der Zeitkonstanten entsprechend zurückgeht. Der Vergrößerung des C-Wertes ist hierdurch eine Grenze gesetzt und es ergibt sich die Notwendigkeit, einen C-Wert zu finden, der neben einem genügend günstigen Amplitudenverhältnis auch ein ausreichendes Auflösungsvermögen gewährleistet. Die in dieser Richtung durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, daß ein C-Wert von 300 pF[1]) diese Forderung erfüllt. Der Arbeitsbereich beträgt hier noch etwa 17 Volt (vgl. Fig. 4a und 5a). Das Auflösungsvermögen ist unter diesen Bedingungen ebenfalls richtig bemessen und dem der Zählrohre angepaßt, so daß bei Registrierung bis zu 50000 statistisch verteilten Zählstößen pro Minute noch keine Zählverluste auftreten.

Fig. 5 zeigt die Charakteristik einer Untersetzerstufe, und zwar ist die von einer Stufe abgegebene Teilchenzahl/min als Funktion der Gesamtgittervorspannung dargestellt (U_a=210V, U_{Sg}= 70 V). Gesteuert wird die Untersetzerstufe mit 860 T/min. Wie aus den Kurven ersichtlich, tritt der Untersetzungsvorgang nur in einem bestimmten Gesamtgitterspannungsbereich sauber ein, und zwar deckt sich dieser Bereich mit dem des günstigsten Amplitudenverhältnisses. Die Kurven a und b zeigen die Untersetzercharakteristik für einen Kapazitätswert von 300 pF (vgl. auch Fig. 4a). Die Anoden- und Schirmgitterspannungen betragen im Falle a 210 Volt bzw. 70 Volt, im Falle b 210 Volt bzw. 105 Volt. Die Kurve c zeigt für Spannungswerte 210 Volt und 70 Volt die Untersetzercharakteristik für einen Kapazitätswert von 3300 pF [vgl. auch K. E. Forsman (9)].

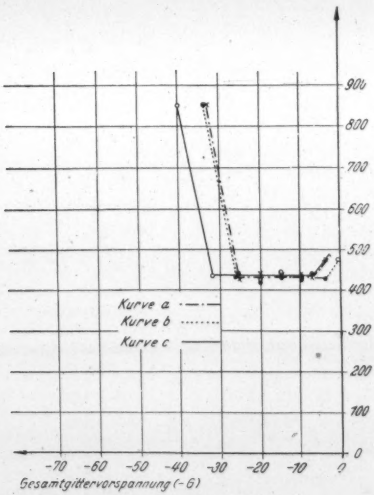


Fig. 5.

Die Bestimmung des Auflösungsvermögens des Untersetzers wird, wie bei einfachen Zählstoßverstärkern, folgendermaßen durchgeführt: Eine radioaktive Substanz mit einer genau bekannten und nicht zu großen Halbwertszeit, z. B. ein 25-min-Radiojod, wird über mehrere Halbwertszeiten gemessen. Das Ergebnis einer derartigen Messung zeigen die Kurven der Fig. 6. Es wurde gleichzeitig mit zwei Zählwerken nach Flammersfeld (Auflösungsvermögen $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ sec) registriert. Das eine Zählwerk arbeitete dabei 1 : 1 – Kurve a –, während das andere nur jedes sechzehnte Teilchen registrierte – Kurve b –. Die zuerst stark gekrümmte Zählkurve des 1 : 1 registrierenden Zählwerks geht mit abnehmender Intensität des verwendeten Präparates in eine Gerade über, deren Abfall der Halbwertszeit des gemessenen 25-min-Jods entspricht. Die Zählkurve des 1 : 16 registrierenden Zählwerks (Untersetzer) fällt dagegen auch für hohe Intensitäten mit der Abfallkurve des Präparates zusammen, d. h. das untersetzt registrierende Zählwerk zeigt ständig die wirkliche Zahl der vom Präparat ausgehenden Teilchen an, während die Differenz der Kurven b–a zeigt, um welchen Betrag die einzelnen Werte des 1 : 1-Zählwerks bei verschiedenen Intensitäten aufgewertet werden müssen.

Fig. 7 zeigt die Schaltung eines kompletten Elektronenröhrenuntersetzers, der neben einer 1 : 1-Registrierung gleichzeitig die 1 : 2- bis 1 : 16-fache Registrierung ermöglicht.

Die vom Verstärker kommenden positiven Impulse werden zwei Thyratronkreisen zugeführt, von denen der eine zur 1 : 1-Registrierung dient und der andere zur Steuerung des Untersetzers mit großen und amplitudengleichen negativen Impulsen. Während der erste Thyratronkippkreis mit einem so großen Kippkondensator ausgerüstet ist, daß die Aufladeströme das 1 : 1 registrierende Zählwerk betreiben können, hat der zweite Kreis einen genügend kleinen Kippkondensator, um ein hohes Auflösungsvermögen für die Untersetzersteuerung zu gewähr-

1) Lifschutz und Lawson (11, 12) benutzen nur Kopplungskondensatoren von etwa 25 pF, wodurch ein Auflösungsvermögen von einigen 10^{-6} sec erreicht wird.

leisten. Ein dritter Thyratronkreis ist dem Untersetzer angegliedert und läßt sich wahlweise an die einzelnen Stufen desselben anschalten. Hierdurch kann, je nach der Intensität des zu untersuchenden Präparates, ein Untersetzungsverhältnis von 1:2, 1:4, 1:8 oder 1:16 verwendet werden. Eingehende Versuche zeigten, daß dieser Untersetzer die Registrierung von Präparatintensitäten bis zu einigen 10^4 Teilchen pro Minute ohne Zählverluste gestattet.

Herrn Prof. Dr. Philipp danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und das ständige Interesse, das er ihrer Durchführung entgegenbrachte. Weiterhin bin ich Herrn Prof. Dr. Kolhörster und Herrn Dr. Weber für wertvolle Ratschläge und Diskussionen zu Dank verpflichtet.

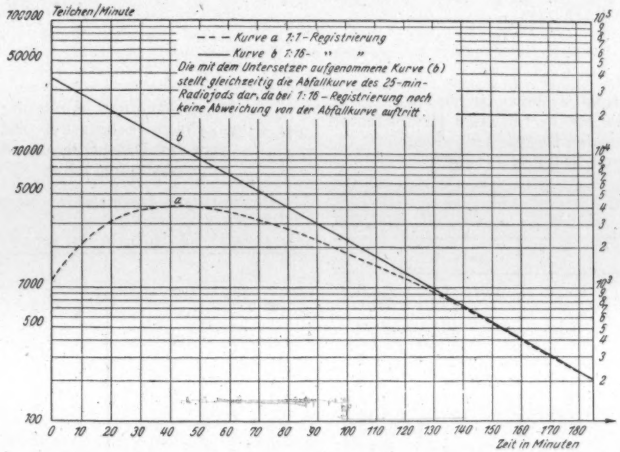


Fig. 6.

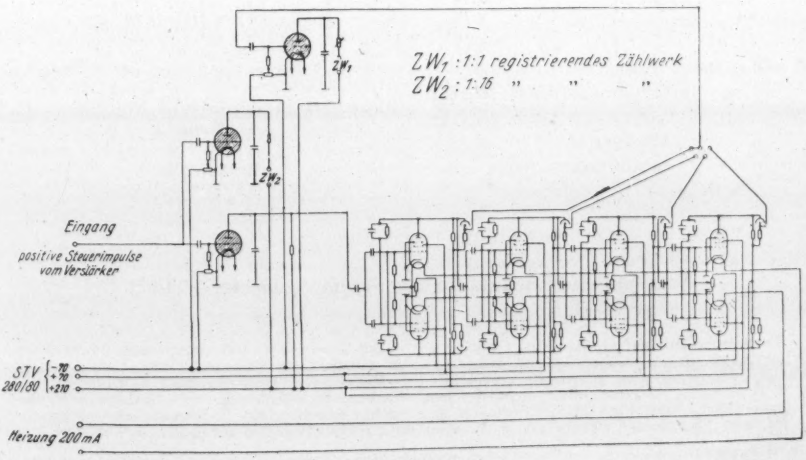


Fig. 7.

Literaturverzeichnis

1) W. Kolhörster und E. Weber, Physik. Zeitschr. **42**, 13, 1941.
2) A. Flammersfeld, Naturw. **24**, 522, 1936.
3) R. D. Evans und R. L. Adler, Rev. Sci. Instr. **10**, 332, 1939.
4) R. D. Evans und R. E. Meagher, Rev. Sci. Instr. **10**, 339, 1939.
5) A. Trost, Zeitschr. Physik **117**, 257, 1941.
6) P. Weiss, Physik. Zeitschr. **40**, 34, 1939.
7) F. Rehbein, Chem. Techn. **15**, 29, 1942.
8) C. E. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. Lond. **136**, 312, 1932.
9) K. E. Forsman, Physik. Zeitschr. **39**, 410, 1938.
10) E. C. Stevenson und I. A. Getting, Rev. Sci. Instr. **8**, 414, 1937.
11) H. Lifschutz und J. L. Lawson, Rev. Sci. Instr. **9**, 83, 1938.
12) H. Lifschutz, Rev. Sci. Instr. **10**, 21, 1939.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, den 25. Januar 1944.

(Eingegangen 4. Februar 1944)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$–$10^h\,49^{min}$.

1944	δ	1944	δ
März 1	−1	März 16	+ 8
2	0	17	+ 7
3	−2	18	+ 9
4	−[1])	19	—
5	—	20	+ 8
6	+1	21	+11
7	+3	22	+11
8	0	23	+15
9	0	24	+16
10	+2	25	+12
11	+4	26	—
12	—	27	+11
13	+9	28	+13
14	+6	29	+15
15	+5	30	+16
		31	+11

1) nicht gemessen.

Berlin-Charlottenburg, den 5. April 1944.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$–$10^h\,49^{min}$

1944	δ	1944	δ
April 1	+20	April 16	—
2	—	17	+26
3	+21	18	+28
4	+23	19	+27
5	+22	20	+31
6	+22	21	+34
7	—	22	+29
8	+19	23	—
9	—	24	+28
10	—	25	+30
11	+23	26	+31
12	+21	27	+31
13	+26	28	+32
14	+27	29	+31
15	+26	30	—

Berlin-Charlottenburg, den 6. Mai 1944.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1944*)

Technische Hochschule Aachen. Fucks: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 2, für Vorgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Seminar, 2 g. — **Meixner:** Theoretische Physik III, 3, Rechnerische Übungen, 1, Sondervorlesung, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kirschbaum:** Photographie I, 1, Übungen, 1. — **Nacken:** Strahlenkunde, 1. — **Lahaye:** Physikalisches Repetitorium, 2; Experimente im Physikunterricht der Höheren Schulen, 2, Übungen, 1. —

1) Das Vorlesungsverzeichnis des Wintersemesters 1943/44 konnte wegen der Kriegsereignisse nicht zum Abdruck gelangen.

Universität Basel. **Huber:** Experimentalphysik I, 6; Einführung in die Kernphysik II, 1; Physikalisches Praktikum für Vorgerückte (mit Wehrli), tägl., für Anfänger (mit Miescher), 8, für Mediziner (mit Wehrli, Miescher und Fierz), 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zickendraht, Kuhn, Wehrli, Miescher und Fierz), 14tägig, 2 *g*. — **Matthies:** Theorie des elektromagnetischen Feldes, 4, Übungen und Ergänzungen, 2; Einführung in die allgemeine Thermodynamik, 4, Übungen, 1. — **Zickendraht:** Hochfrequente Wechselströme I, 2, Praktikum, 3; Farbenlehre, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Schwingungslehre, insbesondere Akustik und Hochfrequenz, für Vorgerückte, tägl. — **Wehrli:** Erforschung der Festkörper oder Kristalle mit Röntgenstrahlen, 1. — **Zehnder:** Die tiefsten Grundlagen der Physik und Chemie und die Entstehung des Lebens, 2. — **Bürki:** Photographisch-chemisches Praktikum, 3; Wissenschaftliche Photographie, 1. — **Miescher:** Höhere Optik, 2; Mathematisch-physikalische Übungen, 1; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Fierz:** Anschauliche Quantentheorie, 1; Theoretisch-physikalisches Proseminar, 1. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Mercier), nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Mercier:** Theoretische Physik I: Vektoranalysis und Potentialtheorie, 2, III: Theorie des Lichtes, 3; Geometrische Optik in Vortragsübungen, 1; Gruppentheorie, Hilbertscher Raum und Quantenmechanik, 2; Einige mathematische Hilfsmittel des Physikers, 1. — **Koestler:** Einführung in die höhere Mathematik für Naturwissenschafter, 1—2; Ausgewählte Kapitel der Mechanik: Dynamik, Schwingungen, Statik, 1; Mathematische Behandlung elektrischer Schwingungskreise: Berechnung und Fouriersche Analyse, 2; Elektrische Maschinen und Transformatoren, 1—2. — **König:** Was heißt „Messen"?, 1; Systematisches Entwickeln von Schaltungen und Versuchsplänen, 1. — **Banderet:** Die physikalischen Grundlagen der Viskositätsmessung, 1. — **Brückmann:** Grundzüge der wissenschaftlichen Wettervorhersage, 2. —

Universität Bonn. **Füchtbauer:** Experimentalphysik: Elektrizität, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum, 8, für Mediziner (mit Meyer-Eppler), 3; Leitung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. *g*.; Physikalisches Kolloquium (mit Weizel, Grebe, Schmitz, Dreisch und Meyer-Eppler), 14tägig, 1. — **Weizel:** Experimentalphysik: Elektrizität, Wärme, 3; Mechanik I, mit Übungen, 3. — **Dreisch:** Wärmestrahlung, 1. — **Meyer-Eppler:** Elektrodynamik I, 4, Übungen, 1; Schwingungslehre I: Elektromagnetische Niederfrequenz, 2. — **Grebe:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus der Strahlenkunde, tägl.; Medizinische Strahlenkunde (mit Janker), 2; Besprechung neuerer Arbeiten aus der Strahlenkunde, 1. — **Schmitz:** Elektronenröhren und Verstärkertechnik, 1. — **Wiebe:** Physik der Atomkerne, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Cario:** Experimentalphysik I: Elektrizität und Optik, 3; Höhere Experimentalphysik III, 2; Physikalisches Praktikum I, 4 oder 8, II, 8, für Bauingenieure, 2, für Geodäten, 1; Physikalisches Seminar (mit Stille), 14tägig, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Cordes, Diesselhorst, Lübcke und Stille), 14tägig, 2; Naturwissenschaftliches Kolloquium (mit Friese und Jaretzky), 2; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl.; Physikalische Meßtechnik, 2. — **Diesselhorst:** Prinzipien der analytischen Mechanik, 2. — **Grundmann:** Einführung in die Meteorologie, 1; Meteorologische Meßtechnik II, 2; Aerologische Meßtechnik, einschließlich meteorologische Optik und Akustik, 14tägig, 2; Meteorologisch-meßtechnisches Praktikum II, 3; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 1 *g*; Meteorologisch-klimatologisches Seminar, 14tägig, 1; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Meteorologie, Klimatologie und Meßtechnik, tägl. — **Bergwitz:** Radioaktivität I, 1, Übungen, 2; Physik der Röntgenstrahlen, 1. — **Lübcke:** Meßmethoden der Schalltechnik, 14tägig, 1; Technische Akustik II, 14tägig, 1, Übungen, 1; Physikalisch-technische Arbeiten im Laboratorium, tägl.; Raumakustik, 14tägig, 1. — **Stille:** Theoretische Physik I, Elektrizität und Magnetismus: Maxwellsche Theorie, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Quantenphysik: Spez. Wärme, Strahlen, Statistik, 2; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl. — **Fesefeldt:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 14tägig, 1. — **N. N.:** Technische Mechanik für Geodäten, 2, Übungen, 2. — **Hübner:** Atom- und Molekülspektren II, 14tägig, 1. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Kliefoth), 3, für Mediziner, 14tägig, 4, für Fortgeschrittene (mit Steubing und Kliefoth), tägl. — **Steubing:** Apparate und Methoden der Spektroskopie, 2; Photographie, 1; Photographische Übungen, 3. — **Jüttner:** Theoretische Physik, Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1. — **Bopp:** Theoretische Physik: Optik, 14tägig, 5, Übungen, 1. — **Kliefoth:** Schulphysik II: Ausgewählte Abschnitte aus Elektrizität, Optik, 2, Übungen, 1. — **Mintrop:** Angewandte Geophysik, 2, Übungen, 2. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Experimentalphysik II, 3, Übungen, 8; Theoretische Physik I: Analytische Mechanik, 3, Übungen, 1, III: Thermodynamik, 3, Übungen, 1; Theoretische Physik I: Analytische Mechanik, 3, Übungen, 1; Physikalisches Anfängerpraktikum, 4; Physikalisches Praktikum, 8 und tägl.; Photographisches Sonderpraktikum, 3; Physikalisches Kolloquium, 1. — **Faigl:** Die philosophischen Grundlagen der Naturwissenschaften, 1. — **Holluta:** Photochemie, 1. — **Obrist:** Grenzflächenphysik, 2, Übungen, 2. —

Bergakademie Claustal. **Valentiner:** Experimentalphysik I, 3; Physikalisches Praktikum, 2; Röntgenkunde, 2, Übungen, 2. — **Jung:** Geophysik, 2; Angewandte Geophysik, 2; Geophysikalisches Praktikum, 3. —

Technische Hochschule Danzig. **Buchwald:** Thermodynamik und kinetische Gastheorie, 4, Übungen, 14tägig, 1; Ausgewählte Kapitel der Quantentheorie, 14tägig, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), tägl.; Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 2 *g*. — **Kossel:** Experimentalphysik: Elektrizitätslehre, 4, Ergänzung, 1;

Kleines physikalisches Praktikum, 4 und 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, tägl.; Besprechung laufender physikalischer Arbeiten, 3 *g*; Ausgewählte Fragen der Elektronenoptik, 1; Handfertigkeitspraktikum, 4. — **Hass:** Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1; Physik der Röntgenstrahlen II, 1. — **Fromm:** Mechanik II, 1, Übungen, 14tägig, 1, VI, 2, Übungen, 14tägig, 1; Höhere Festigkeitslehre, 2, Ergänzungen, 1, Übungen, 14tägig, 1; Theoretische Studienarbeit aus der Mechanik, 2; Experimentelle Studienarbeit aus der Mechanik, 4; Metallkunde II, 1, Übungen, 1; Praktische Werkstoffkunde, 4, Größere selbständige Arbeiten, 12; Seminar für Mechanik (mit Waltking), 14tägig, 1 *g*. — **Waltking:** Mechanik I: Einführung in die Statik und Kinetik, 3, Übungen, 2; Mechanik VII: Dynamik, 1; Übungen zur „Höheren Dynamik", 2; Statik der Tragwerke I, 2, Übungen, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt. Rau: Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungslehre (einschließlich Akustik), Geometrische Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 6, für Fortgeschrittene, 12; Physikalisches Seminar, 1 *g*; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Physikalisches Kolloquium (mit Vieweg), 1 *g*. — **Madelung:** Theorie der Wärme (Thermodynamik und Statistik), 2. — **Vieweg:** Technische Physik mit physikalischer Meßkunde, Ausgewählte Abschnitte aus Wärmelehre (Strahlung) und Optik (geometrische Optik und optische Instrumente), 3, Übungen, 6; Arbeiten in technischer Physik für Fortgeschrittene, 12; Selbständige Arbeiten in technischer Physik, 6; Seminar über Fragen der technischen Physik, 1 *g*. — **Gebauer:** Atomphysik: Physik der Atomkerne, 2. — **Fischer:** Physik der Gasentladungen, 1; Einführung in die theoretische Physik I und II, 1, Übungen, 2. — **Klingelhöffer:** Einführung in die Feinwerktechnik I: Werkzeichnen, Normung, Werkstoffe, 1, Übungen, 2. — **Stintzing:** Röntgentechnik: Interferenzverfahren, 2, Übungen, 1; Röntgenpraktikum I, 3, II, 6; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet; Seminar für Struktur und Röntgenfragen (mit Neuhaus), 1 *g*. — **Mügge:** Allgemeine Flugmeteorologie, 2, Übungen, 1. — **Menges:** Höhere Schalltechnik, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der Schalltechnik, 1. —

Technische Hochschule Dresden. Stuart: Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Praktikum I, 6 und 3, II, 9; Selbständige Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Falkenhagen und Wiedmann), 1 *g*. — **Falkenhagen:** Theoretische Physik und Mechanik: Prinzipien der Mechanik, 3, Übungen, 1; Größere physikalische Arbeiten, tägl. — **Wiedmann:** Natürliche und künstliche Radioaktivität, 1; Röntgenographische und spektroskopische Übungen, 3 und 6; Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung, 3 und 6; Selbständige Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl. — **Schulze:** Höhere Physik III, 3; Metallphysik, 1; Physikalisches Seminar, 14tägig, 1 *g*. — **Frieser:** Farbenphotographie, 2; Photographisches Praktikum I, für Anfänger, 4, II, für Fortgeschrittene, 4; Selbständige Arbeiten im Photographischen Institut, 4, 8, halb- und ganztägig; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie, 1 *g*. — **Klughardt:** Die Grundlagen der Stereoskopie und ihre modernen Verfahren, 2 *g*. — **Joachim:** Praxis des Tonfilms, 1 *g*. — **Goldschmidt:** Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1 *g*; Anwendung der harmonischen Analyse und der Korrelationsrechnung auf geophysikalische Probleme, 1 *g*. — **Günther:** Ausgewählte Kapitel aus der Geschichte der Physik, 2. —

Universität Erlangen. Hilsch: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Ergänzung, 1; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene (mit Saur), 8, für Mediziner, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 40; Kolloquium über neuere physikalische Arbeiten, 1. — **N. N.:** Theoretische Physik, mit Übungen, 4. — **Saur:** Röntgenspektroskopie und Bestimmung von Kristallstrukturen, mit Röntgenstrahlen, 1, Übungen, 2. — **Rump:** Strahlenkunde für Mediziner, 1. —

Bergakademie Freiberg. Aeckerlein: Physik, 4; Physikalische Übungen, 3. — **Meisser:** Angewandte Geophysik I, 1, Übungen, 2 und 3; Geophysikalische Meßübungen, nach Vereinbarung *g*; Die geophysikalischen Landesvermessungen, 14tägig, 1 *g*; Einführung in die Geophysik, 1 *g*. —

Universität Freiburg i. Br. Steinke: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Wellenlehre, 4; Kleines Physikalisches Praktikum I, 2, für Pharmazeuten I und II, 4; Physikalisches Praktikum, für Physiker und Mathematiker, 6, für sonstige Naturwissenschaftler, 4 oder 6; Handfertigkeitsübungen, 4; Physikalisches Seminar, 14tägig, 2 *g*; Übungen im Demonstrieren, 2 *g*; Anleitung zum selbständigen Arbeiten, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Hönl), 14tägig, 1. — **Hönl:** Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*; Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, 1; Seminar über Atomphysik, 1 *g*. — **Jaeger:** Über hochfrequente elektrische Schwingungen, 1; Praktikum für Strahlenmessungen (mit Langendorff), 2. — **Forster:** Meteorologie, 3; Forstmeteorologische Fragen, 1 *g*. —

Universität Freiburg (Schweiz). Dessauer: Experimentalphysik II, 5, Übungen und Repetitorium, 1, Ergänzung, 1; Einführung in die neuere Physik, 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 4, für Naturwissenschaftler, 12, für Pharmazeuten und Lehrer, 4; Kolloquium für Physik, 14tägig, nach Vereinbarung. — **Brasey:** Höhere Optik, 3; Physikalische Fragen für Anfänger, 2. —

Universität Gießen. Hanle: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität, Atomphysik, 4 und 3; Physikalisches Praktikum für Physiker und Mathematiker (mit Cermak), 6, für Chemiker und Biologen, 3, für Mediziner und Veterinärmediziner, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Cermak und Bechert), 14tägig, $1^1/_2$ *g*. — **Cermak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Ausgewählte Kapitel, 2; Handfertigkeitspraktikum, 2; Synoptische Meteorologie, 1. — **Fünfer:** Einführung in die Kernphysik, 1. — **Bechert:** Wärmelehre, 4, Übungen, 2; Optik, 2. —

Universität Göttingen. Pohl: Mechanik, Akustik, Wärme I, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Becker, Kopfermann und Zahn), 2 *g*. — **Mollwo:** Mechanik, Akustik, Wärme II, 2. — **Kopfermann:** Physikalisches Praktikum, 6, für Mediziner, 14tägig, 4, Mechanik und Wärme (Zusatzvor-

lesung), 2; Physikalisches Proseminar (mit Walcher), nach Vereinbarung *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hellwege:** Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Walcher:** Atom- und Molekülkräfte, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Becker:** Mechanik als Grundlage der theoretischen Physik, mit Übungen, 4; Seminar zur theoretischen Physik, 2 *g*; Übungen zur Physik, 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Mannkopf:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Zahn:** Ausgewählte Kapitel der Elektrizitätslehre, 1; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Prandtl:** Ausgewählte Abschnitte der Strömungslehre, 2; Elastizität und Festigkeit, 2; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik und der Strömungslehre (mit Betz, Schuler, Görtler und Oswatitsch), 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Strömungslehre. — **Schuler:** Der Kreisel und seine Anwendung in der Technik, 8; Übungen zur Kreisellehre, 2; Mechanik-Praktikum, 8; Seminar über Fragen der angewandten Mechanik, 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Betz:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Görtler:** Graphische Statik, mit Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Oswatitsch:** Thermodynamik, 2. — **Angenheister:** Geophysik: Figur, Schwere und Magnetismus der Erde, 2; Meteorologie II: Wetter, 2; Geophysikalisches und meteorologisches Praktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **ten Bruggencate:** Seminar mit praktischen Übungen zur Physik der Sonne (mit W. Becker), nach Vereinbarung *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Astronomisches Kolloquium, 2 *g*.

Universität Graz. **Rumpf:** Einführung in die Experimentalphysik I, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Praktikum I, 4; Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Probleme, 2; Elektrophysikalisches Praktikum (mit Székely und Borgnis), für Vorgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Székely und Borgnis), 20; Besprechung physikalischer Fragen (mit Matossi, Wessel, Székely und Borgnis), 1. — **Matossi:** Experimentalphysik: Schwingungen und Wellen, 2; Theoretische Physik: Elektrizität und Optik, mit Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel aus der angewandten Mathematik, Proseminar, 1; Physikalisches Praktikum II, für Anfänger, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 20. — **Székely:** Physikalisches Rechnen, Übungen, 1, Erläuterungen, 1.— **Borgnis:** Physik des Atomkerns, 1. — **Leitinger:** Physikalische Schulversuche, 3. — **Letzmann:** Kinematik der Atmosphäre, 2. — **Schwinner:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Erde, 2; Besprechung neuerer geophysikalischer Literatur, Übung, 1. —

Universität Greifswald. **Reinkober:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4 und 3; Physikalische Rechenübungen, 2. — **Seeliger:** Theoretische Physik II: Theorie der Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, 2. — **Bartholomeyczyk:** Einführung in die Kernphysik, 1. — **Schulze:** Physikalische Grundlagen der medizinischen Strahlenbehandlung, 1. — **v. Krbek:** Streifzüge durch die Geschichte der Naturwissenschaften, 1. —

Universität Halle. **Kast:** Experimentalphysik I oder II, 3, Ergänzungsstunde, 2, Seminar, 14tägig, 2; Molekularphysik: Dielektrisches Verhalten der Materie, 3; Physikalisches Praktikum, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fässler), 14tägig, 2. — **Fässler:** Experimentalphysik IV: Atomphysik, 3; Kernphysik und Kernchemie, 2. — **Smekal:** Mechanik II, 4; Theoretische Physik: Wärme, 4, Seminar, 2; Ramaneffekt und Molekülbau, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Kolloquium über Werkstoff-Physik. — **Rexer:** Materialuntersuchung durch Röntgen- und X-Strahlen. — **Springmeyer:** Naturphilosophie, 3. — **Stammler:** Naturphilosophie Arbeitsgemeinschaft, 2. —

Universität Hamburg. **Koch:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, $2^1/_4$; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler (mit Goos, Meyer und Müller), 4, für Mediziner, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen (mit Tams, Goos und Meyer), tägl. — **Meyer:** Ergänzungen zur Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, $^3/_4$. — **Goos:** Spektroskope höchster Auflösung und spektroskopische Methoden, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Harteck, Heckmann, Jensen, Knauer, Lenz, Meyer und Möller), 2. — **Lenz:** Relativitätstheorie, 1; Quantentheorie II, mit Übungen, 4. — **Jensen:** Quantenmechanik, für Fortgeschrittene, 2. — **Müller:** Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Möller:** Wärmelehre, 4; Physikalisch-technisches Kolloquium (mit Döhler), 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Döhler), 5; Anleitung zu den Arbeiten Fortgeschrittener (mit Döhler), tägl. — **v. d. Steinen:** Technische Hydromechanik mit Versuchen im Schiffbaulaboratorium, 2. — **Heckmann:** Astrophysik II, 2; Astronomisches Praktikum (mit Larink), 4; Astronomisches Kolloquium, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Larink:** Allgemeine Einführung in die Astronomie, 2. — **Raethjen:** Geophysikalisches Kolloquium (mit Schulz, Kleinschmidt, Thorade, Semmelhack, Kuhlbrodt, Errulat und Seilkopf), $1^1/_2$; Dynamische Meteorologie, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2. — **Kleinschmidt:** Allgemeine Meteorologie, $1^1/_2$. — **Semmelhack:** Einführung in die koloniale Klimatologie, mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Hannover. **Bartels:** Experimentalphysik II, 3; Atom- und Molekülspektren, 2; Physikalisches Praktikum I, 4, II, 4, III, 4; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, tägl. — **Jensen:** Einführung in die Thermodynamik, 3; Einführung in die Vektorrechnung mit physikalischen Anwendungen, 2. — **Hase:** Maschinenmeßkunde I, 2, II, 2; Temperaturmessung, 1. — **Breyer:** Geophysikalisches Kolloquium, 14tägig, nach Vereinbarung. —

Universität Heidelberg. **Becker:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Ergänzungen, 1; Schwingungsproblem (theoretisch), 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner (mit Stehberger), 3, für Naturwissenschaftler, 6; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches, physikalisch-chemisches, mathematisches Kolloquium, *g*. — **Wesch:** Radiologie: Bau der Materie, 1; Hochfrequenztechnik: Die Sender und Empfänger des Nachrich-

tenwesens, 1; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, tägl. außer Sonnabend. — **Gentner:** Der Durchgang von Röntgen- und γ-Strahlen durch die Materie, 1; Seminar über neuere Arbeiten auf dem Gebiet der Kernphysik (mit Maier-Leibnitz), 2. — **Stehberger:** Ergänzungen zum physikalischen Praktikum: die universellen Konstanten der Physik, 1; Einführung in die Aufgaben und Methoden der Geophysik, 1. — **Bandow:** Ergebnisse und Anwendungen der Fluoreszenzforschung in Physik und Chemie, 1. — **Teichmann:** Theoretische Physik II: Wärme, mit Übungen, 4; Optische Eigenschaften der Materie, 1; Einführung in die Behandlung physikalischer Probleme mit Hilfe der Variationsrechnung, 1. — **Eckert:** Maxwellsche Theorie der Elektrizität, 2. — **Maier-Leibnitz:** Schnelle Korpuskularstrahlen, 1. — **Kruppke:** Elektronenoptik, 1; Die physikalischen Grundlagen der medizinischen Apparate, 1. — **Bothe:** Kolloquium über naturwissenschaftlich-medizinische Arbeiten (mit Kuhn und N. N.), 14tägig, 1 g. —

Universität Innsbruck. **v. Lerch:** Physik I, 3, II, 2; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten (mit Steinmaurer), 6, für Mediziner, 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Steinmaurer), 10. — **March:** Theorie der Wärme, 4; Kernphysik, 1; Seminarübungen, 2. — **Sonvico:** Wechselstrom- und Hochfrequenztechnik 2 g. — **Steinmaurer:** Optik, 3. — **Oberguggenberger:** Astrophysik III: Der Einzelstern, Sternhaufen und Nebel, 5; Praktische Übungen auf der Sternwarte, 5. —

Universität Jena. **Kulenkampff:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Physiker (mit Wisshak), 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 3, für Mediziner (mit Wisshak und Raether), 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Hettner und Raether), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kühn, Hettner, Goubau und Joos), 2 g. — **Raether:** Ergänzung zur Experimentalphysik I, 1; Die experimentellen Grundlagen der Wellenmechanik, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 10. — **Hettner:** Theorie der Elektrizität, mit Übungen, 4; Elastizitätstheorie und Strömungslehre, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Joos:** Die elektromagnetischen und optischen Eigenschaften der Stoffe im Zusammenhang mit dem Atombau, 1 g. — **Wisshak:** Experimentalphysik II: Optik, für Fortgeschrittene, 2. — **Goubau:** Elektronenröhren und Gasentladung, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 1 g. — **Kühl:** Physiologische Optik: Theorie des Sehens, Farbenlehre, 4; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Mikroskopisches Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Rzymkowski:** Grundlagen der Stereographie, mit Übungen, 1. — **Sieberg:** Neuere Aufgaben und Methoden der angewandten Erdbebenforschung, 1 g; Erdbebenkundliches Praktikum, nach Vereinbarung g; Erdbebenkundliches Kolloquium, nach Vereinbarung g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung g. — **Martin:** Aufbau der Erde, 1 g; Geophysikalisches Praktikum, 2 g; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Arbeiten, tägl. g. — **Siedentopf:** Einführung in die Astronomie, 2; Zeit- und Ortsbestimmung, mit Übungen, nach Vereinbarung; Physik der Erdatmosphäre, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. g. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Bühl:** Experimentalphysik A: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Seminar, 1; Kleines Physikalisches Praktikum, 6; Physikalisches Praktikum für Physiker, 8, 2, 3 und 6, Oberstufe (mit Volkmann), halbtägig; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium (mit Wolf und Volkmann), 14tägig, 1 g. — **Wolf:** Theoretische Physik D: Atomtheorie, 4; Quantenstatistik, 1, Übungen, 2 g; Physikalisches Seminar (mit Volkmann), 1 g; Physikalisches Praktikum (Oberstufe), halbtägig; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Volkmann:** Molekülbau, 2; Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Physikalisches Praktikum für Lichttechniker, 3. — **Diem:** Allgemeine Meteorologie II, 2; Physikalische Meßtechnik (ausgewählte Kapitel), 2; Klima und Mensch, 2. —

Universität Kiel. **Lochte-Holtgreven:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 3, Zusatzvorlesung, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 oder tägl.; Einführung in das physikalische Praktikum, 1 g; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld), $1^1/_2$ g. — **Unsöld:** Theoretische Physik, nach Vereinbarung. —

Universität Köln. **Kirchner:** Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum, 7, für Mediziner, 14tägig, 2, für Fortgeschrittene, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar, 2; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Försterling:** Elektrodynamik, 4; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Kolloquium über neuere Arbeiten, 2 g. — **Malsch:** Ausgewählte Kapitel der angewandten Physik, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Kober), 7; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten (mit Kober), tägl.; Technisch-physikalisches Seminar (mit Kober), 2. — **Kober:** Musikalische Akustik II, 1, Übungen zur Akustik, 2. — **Berg:** Allgemeine Meteorologie, 2; Einführung in die Wetterkunde, 1; Geophysik, 1; Meteorologische Übungen, 3; Kolloquium über neuere meteorologische und geophysikalische Arbeiten, 14tägig, 2 g. —

Universität Königsberg. **Schütz:** Allgemeine Experimentalphysik I, 3; Spezielle Experimentalphysik I, $1^1/_2$; Physikalisches Proseminar, 2 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene, 10, für Pharmazeuten, 3, für Mediziner, $1^1/_2$; Einführung in das physikalische Praktikum, $^3/_4$; Großes Praktikum für Vorgerückte, tägl.; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Diplomphysiker, tägl. g. — **Zerbst:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 2; Übungen, 3. — **Kretschmann:** Theoretische Physik, 4, Übungen, 2; Kernphysik, 2. —

Universität Leipzig. **Hoffmann:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum, 3, 6 oder 9, für Mediziner, 2, für Vorgeschrittene, 9; Selbstän-

dige physikalische Arbeiten, nach Vereinbarung; Seminar über die Arbeiten des Instituts, nach Vereinbarung *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Hund), 2 *g*. — **Hund:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, mit Übungen, 4; Dynamik der starren Körper, 1; Aufbau der Materie, 2; Seminar, nach Vereinbarung *g*; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Schiller:** Einführung in die Strömungslehre: Hydro- und Aerodynamik, 2; Strömungs- und wärmetechnisches Praktikum für Vorgeschrittene, 3, 6 und 9; Selbständige Arbeiten aus der technischen Strömungs- und Wärmelehre, nach Vereinbarung; Besprechung neuerer Arbeiten aus Strömungs- und Wärmelehre, nach Vereinbarung. — **Karolus:** Hochfrequenztechnik II, 2, Übungen, 3; Praktikum für Vorgeschrittene, 9; Selbständige Arbeiten aus der Elektrizitätslehre, nach Vereinbarung; Besprechung neuerer Arbeiten, nach Vereinbarung *g*. — **Döpel:** Korpuskularstrahlen in Physik und Technik für Physiker, Techniker und Naturwissenschaftler, 2; Kernphysikalisches Praktikum, 3; Praktikum für Vorgeschrittene, 9; Selbständige Arbeiten aus der Strahlungsphysik, nach Vereinbarung. — **Möbius:** Das Neutron und seine Bedeutung für die Physik des Atomkerns, 1. — **F. H. Müller:** Dipolmoment und Struktur der Materie, 1. — **Weickmann:** Dynamik der Atmosphäre, 2; Erdmagnetismus, 2; Arbeiten im Geophysikalischen Institut und im Observatorium, tägl.; Geophysikalisches Praktikum, 3 *g*; Geophysikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Universität Marburg. **Grüneisen:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4 und 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Mediziner (mit Hückel), 2, für Fortgeschrittene, 8, für Geübte: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. — **Hückel:** Theorie der Wärme: Thermodynamik, 4, Übungen, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar, $1^1/_2$ *g*. —

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik: Optik, Elektrizität, $4^1/_2$, für Mediziner, 3; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, Ergänzungskurs, 4; Demonstrationspraktikum für Mediziner, 2; Physikalische Übungen für Pharmazeuten (mit Kappler), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Rüchardt), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt), $1^1/_2$ *g*. — **Müller:** Mechanik starrer Körper, 4, Übungen, 2; Schwingungen und Wellenvorgänge, 2. — **Rüchardt:** Ausgewählte Fragen aus der höheren Experimentalphysik, 2. — **Auer:** Angewandte Physik: Physikalische Meßmethoden, 1. — **Maue:** Physik der Atomkerne, 1. — **Kappler:** Lichtzerstreuung und Ramaneffekt, 1. — **Rollwagen:** Chemische Emissions-Spektralanalyse, 1. — **Schmauss:** Meteorologie II, 4, Ergänzungen, 1; Besprechungen für Fortgeschrittene, 14 Tage, $1^1/_2$. —

Techn. Hochschule München. **Tomaschek:** Experimentalphysik, 4, Ausgewählte Kapitel, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene, halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Brauer), ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Meissner und Sauter), 2 *g*. — **Meissner:** Technische Physik III: Anwendungen der Mechanik und Akustik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, tägl. — **Sauter:** Theorie der Wärme, 3, Übungen, 2; Quantentheorie, 2; Seminar über ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, 2; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der theoretischen Physik, tägl. — **Ammann:** Kinematographie II, 1. — **Brauer:** Röntgenspektroskopie, 1. —

Universität Münster. **Senftleben:** Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5 und 3; Höhere Experimentalphysik, $1^1/_2$; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3 oder 6, für Fortgeschrittene, tägl., für Pharmazeuten, 3, für Mediziner, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kratzer), 2. — **Durau:** Physik des Elektrons, 2; Röntgenstrahlen, 1. — **van Calker:** Einführung in die Praxis der messenden Physik, 2; Physik in Biologie und Medizin II: Strahlenkunde, 1. — **Kratzer:** Elektrodynamik, mit Übungen, 6; Ausgewählte Kapitel der Hydrodynamik, 3; Seminar über Kant und die Grundlagen der Physik (mit Scholz), 2 *g*. —

Universität Posen. **Mayer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Döring und Justi), 2. — **Döring:** Theoretische Physik: Wärmelehre, 2, Übungen, 1. — **Justi:** Einführung in die Technik tiefer Temperaturen, 14tägig, 2; Einführung in die Hochvakuumtechnik, mit Vorführungen, 14tägig, 2 *g*; Elektrizitätsleitung in Festkörpern, 14tägig, 2. —

Universität Prag. **Gudden:** Physik II: Elektrizität, Optik, 3, III, 2; Elektronische Halbleiter II, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, 6, 12, 2 und 3, für Fortgeschrittene (mit v. Meyeren), 15 und 4; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Böhm, Findeisen, Flegler, Glaser, Kluge, v. Meyeren und Schlomka), 2 *g*. — **v. Meyeren:** Einführung in die Atomphysik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten, 15. — **Glaser:** Theoretische Physik I: Allgemeine Mechanik, 4; Einführung in die Quantentheorie, 2 *g*; Seminar aus theoretischer Physik, 2 *g*; Übungen aus theoretischer Physik, 2 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, 15 *g*. — **Karas:** Dynamik II, 1; Hydraulik II, 2, Übungen, 2; Strömungslehre III, 3; Anwendungen der Vektor- und Tensorrechnung in der Mechanik, 2. — **Flegler:** Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Meßtechnisches und Röhrenpraktikum, 4; Wissenschaftliche Arbeiten, 15 *g*. — **Kluge:** Ausgewählte Gebiete der technischen Physik, 4; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Wissenschaftliche Arbeiten, 15. — **Schlomka:** Methoden der angewandten Geophysik, 2; Gravitation, 2; Geophysikalisches Praktikum, 3; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. *g*. — **Findeisen:** Einführung in die Meteorologie, 2; Atmosphärische Elektrizität, 1; Atmosphärische Optik, 1; Wissenschaftliche Arbeiten, 15. —

Technische Hochschule Prag. **Gudden:** Physik II: Elektrizitätslehre und Optik, 3, III, 2; Elektronische Halbleiter II, 2; Physikalische Übungen, 4 Wochen, 12 und 2, für Fortgeschrittene (mit v. Meyeren), 15 und 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kollo-

quium (mit Böhm, Findeisen, Flegler, Glaser, Kluge, v. Meyeren und Schlomka), 2. — **v. Meyeren:** Einführung in die Atomphysik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 15. — **Glaser:** Theoretische Physik I: Allgemeine Mechanik, 4; Quantentheorie, 2; Seminar aus theoretischer Physik, 2, Übungen aus theoretischer Physik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kluge:** Ausgewählte Abschnitte der technischen Physik, 4; Laboratoriumsübungen, technische Physik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. g. — **Lichtenecker:** Quantentheorie und Quantenmechanik, mit besonderer Berücksichtigung des Atombaues und der chemischen Bindung, 2. — **Flegler:** Grundlagen der Elektrotechnik I, 4, Übungen, 2; Ionen- und Elektronenlehre, 2; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Meßtechnisches und Röntgenpraktikum, 4; Größere Arbeiten auf dem Gebiete der allgemeinen und theoretischen Elektrotechnik, einschließlich Meß- und Entladungstechnik, tägl. — **Oppitz:** Allgemeine Wärmelehre, 2. — **Möller:** Höhere Thermodynamik, 2. — **Barth:** Flugtechnisches Versuchswesen, 1, Übungen, 3. —

Die Vorlesungsverzeichnisse der Universitäten Berlin und Frankfurt/Main, sowie der Technischen Hochschulen Berlin, Breslau und Graz waren für das Sommersemester 1944 nicht erreichbar.

(Fortsetzung in Nr. 7/8.)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

A. Peterlin und H. A. Stuart: Doppelbrechung, insbesondere künstliche Doppelbrechung. Hand- und Jahrbuch der Chemischen Physik, Bd. 8, Abschnitt I. B. 115 S. Mit 25 Fig. Leipzig 1943. Akademische Verlagsgesellschaft.

In dem vorliegenden Teilband des Hand- und Jahrbuches der Chemischen Physik geben die Verfasser eine Zusammenfassung über den derzeitigen Stand unserer Kenntnisse der Doppelbrechung von festen Körpern, Gasen und Flüssigkeiten, und zwar sowohl von reinen Flüssigkeiten als auch von nieder- und hochmolekularen Lösungen.

Die natürliche Doppelbrechung wird dabei nur in großen Zügen und rein phänomenologisch so weit behandelt, wie die dabei gewonnene Begriffsbildung bei der künstlichen Doppelbrechung gebraucht wird. Auch für die magnetische und die elektrische Doppelbrechung, die ihre ausführliche Darstellung an anderer Stelle des Handbuches finden, werden nur die theoretischen Grundlagen der molekularen Orientierungstheorie und der Kontinuumstheorie gegeben, die für die Behandlung der Strömungsdoppelbrechung und der akustischen Doppelbrechung von Bedeutung sind. Dagegen wird besonders ausführlich, sowohl in experimenteller als auch in theoretischer Hinsicht die Strömungsdoppelbrechung besprochen. Da für diese bisher eine befriedigende Zusammenfassung fehlte, schließen die Verfasser, die selbst seit einer Reihe von Jahren an der Erforschung dieses Gebietes hervorragend beteiligt sind, mit dieser Übersicht eine seit längerer Zeit bestehende Lücke.

Das Hauptgewicht der Darstellung wird auf die Anwendungsmöglichkeiten von Untersuchungen der künstlichen Doppelbrechung auf die Molekularphysik gelegt. Hier werden zwei Probleme besonders behandelt: Einmal wird gezeigt, in welchen Fällen man durch eine Kombination von Messungen der verschiedenen Arten der Doppelbrechung Größe und Form von submikroskopischen Teilchen und Makromolekülen, sowie deren optische, elektrische und magnetische Anisotropie bestimmen kann. Zum andern wird die Bedeutung dieser Erscheinungen für unsere Kenntnisse und Vorstellungen vom Aufbau der Flüssigkeiten und Lösungen herausgestellt, wobei auf die Fragen nach dem molekularen Ordnungszustand, des inneren Feldes und der Rotationsbehinderung besonders eingegangen wird und die heute noch bestehenden Probleme, vor allem auch in theoretischer Hinsicht aufgezeigt werden. So vermag der vorliegende Artikel sowohl dem Physiker als auch dem Chemiker manch wertvolle Anregung für die zukünftige experimentelle und theoretische Forschung auf dem Gebiete der künstlichen Doppelbrechung zu geben, zumal diese auch in Zukunft für die Konstitutionsforschung von einiger Bedeutung sein dürfte. H. Volkmann

NACHRICHTEN

Der Führer hat auf Vorschlag des Reichsministers für Rüstung und Kriegsproduktion, Reichsminister Speer, Dr.-Ing. B. v. Borries und Dr.-Ing. E. Ruska (Laboratorium für Elektronenoptik der Siemens & Halske A. G.) ehrende Anerkennung für ihre besonderen Verdienste in der Entwicklung auf dem Gebiete der Übermikroskopie ausgesprochen. Der Reichsminister für Rüstung und Kriegsproduktion führte in seinem Schreiben an die Genannten aus, daß die besondere Auszeichnung wegen der hervorragenden Verdienste um die deutsche Rüstung erfolgt sei.

Dozenturen: An der Universität Kiel Dr. Werner Kroebel für Physik, an der Bergakademie Freiberg Dr. Franz Lihl für theoretische Metallkunde einschließlich Metallphysik und Röntgenkunde, an der Universität Göttingen Dr. Ewald Wieke für physikalische Chemie, an der Universität München Dr. Robert Purrmann für organische Chemie, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Wolfgang Harries für technische Elektronik, an der Universität Heidelberg der Assistent an der Badischen Landessternwarte Dr. Johannes Klauder für Astronomie, an der Technischen Hochschule Wien Oberpostrat Dr. Georg

Weiß in Berlin-Dahlem für Fernsehtechnik, an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Hans-Werner Bersch für pharmazeutische Chemie und Dr. Hilmar Wendt für Mathematik.

Ernannt: Der außerordentliche Professor für angewandte physikalische Chemie an der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Jost zum ordentlichen Professor für physikalische Chemie an der Universität Marburg, der Dozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Gustav Friedrich Engel zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Direktor der IG. Farbenindustrie Dr. Otto Bayer zum Honorarprofessor für technische Chemie an der Universität Köln, der außerordentliche Professor für angewandte Physik an der Universität Jena Dr. Georg Goubau zum ordentlichen Professor daselbst, der ordentliche Professor emeritus Dr. Theodor Vahlen zum Honorarprofessor für Mathematik an der Technischen Hochschule Wien, Oberstudiendirektor Dr. Erich Günther zum Honorarprofessor für Geschichte der exakten Naturwissenschaften an der Technischen Hochschule Dresden, der emeritierte ordentliche Professor Dr. Friedrich-Adolf Willers von der Bergakademie Freiberg zum ordentlichen Professor für Angewandte Mathematik an der Technischen Hochschule Dresden, an der Universität Göttingen die Dozenten Dr. Franz Fehér (Anorganische und Analytische Chemie) und Dr. Hans Münzner (Wirtschafts- und Versicherungsmathematik) zu außerplanmäßigen Professoren, der ordentliche Professor für Angewandte Mathematik an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Robert Sauer in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Karlsruhe, der Dozent für Physik an der Technischen Hochschule München Dr. Otto Deutschbein zum außerplanmäßigen Professor daselbst.

Vom Lehramt zurück: Der ordentliche Professor der Chemie an der Universität Göttingen Dr. Adolf Windaus, der Abteilungsdirektor an der Erdphysikalischen Warte der Universität München Professor Dr. Karl Wolfgang Lutz.

Gestorben: Der frühere ordentliche Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe und Direktor der Chemisch-Technischen Prüfungs- und Versuchsanstalt daselbst Dr. Paul Eitner, der frühere ordentliche Professor der Mathematik an der Universität Riga Dr. Alfred Meder, der Leiter des Chemie-Instituts an der Universität Dorpat Dr. August Paris, der Mitarbeiter der Zentralleitung Technik der Reichsrundfunkgesellschaft Oberingenieur Dr. Walter Weber in Berlin, der frühere ordentliche Professor der Pharmazeutischen Chemie an der Universität Leipzig Dr. Karl Hugo Bauer, der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Eisenforschung Professor Dr. Friedrich Körber in Clausthal, der Honorarprofessor für Agrikulturchemie an der Universität Leipzig Dr. Gustav Fingerling.

Zur Veröffentlichung in den nächsten Heften der Physikalischen Zeitschrift wurden angenommen:

H. Hermann, Ein Kapillaritätsversuch. (7 Spalten, 9 Figuren.) Eingegangen am 8. Juni 1944.

Zusammenfassung

Die Spannweite von Spalttropfen entspricht bei wasserabstoßendem Spalt hinreichend der Neumannschen Theorie. Bei benetztem Spalt läßt sich die theoretische Aussage, daß sie mit der Spaltfüllung wachsen muß, bestätigen.

M. Czerny, Einige Bemerkungen über die Intensitätsverteilung der schwarzen Strahlung. (4 Spalten, 1 Figur.) Eingegangen am 4 Juli 1944.

Zusammenfassung

Es wird besprochen, wo das Maximum der Intensität einer schwarzen Strahlung auftritt, wenn die Strahlung durch einen Prismenmonochromator zerlegt wird. Ferner wird darauf hingewiesen, daß man durch einfache Ausdrücke angeben kann, wie sich die Energie einer schwarzen Strahlung auf endliche Wellenlängenbereiche verteilt. Schließlich wird gezeigt, welche Intensitätsverteilung auftritt, wenn mit einem Empfänger von Zimmertemperatur ein Strahler gemessen wird, der nur wenige Grad über Zimmertemperatur liegt.

M. Czerny, Ein Hilfsmittel zur Integration des Planckschen Strahlungsgesetzes. (2 Spalten, 1 Figur.) Eingegangen am 4. Juli 1944.

Zusammenfassung

Es wird ein Rechenschieber beschrieben, auf dem die Intensität einer schwarzen Strahlung in einem beliebigen, endlichen Wellenlängenbereich abgelesen werden kann.

O. von Auwers, Über die Gültigkeitsgrenzen der Gleichung $\frac{\partial J}{\partial p} = \frac{\partial \lambda}{\partial H}$. (13 Spalten, 8 Figuren.) Eingegangen am 10. Juli 1944.

Zusammenfassung

Ein Vergleich von Messungen über die Beeinflussung der Magnetisierungsintensität durch Zug $\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)$ mit solchen der Längenänderung im Magnetfeld $\left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)$ führt entgegen den bisherigen Angaben des Schrifttums über *Fe*, *Co* und Ni in der ganzen Eisen-Nickel-Reihe zu einer quantitativ befriedigenden Bestätigung der thermodynamischen Gleichung

$$\left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_{H=\text{const}} = H\left(\frac{\partial \lambda}{\partial p}\right)_H = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_{p=\text{const}} \qquad (1)$$

Dies gilt sowohl für Legierungen mit positiver wie mit negativer Magnetostriktion und für alle Feldstärken, d. h. für die ganze Neukurve. Die Voraussetzungen dafür sind Isothermie und Reversibilität der mechanischen Beanspruchung bei beliebigen Magnetfeldern und der magnetischen Beanspruchung bei beliebigen mechanischen Spannungen. Durch die vorliegende Untersuchung wird zugleich eine Klärung der unterschiedlichen Eignung der Eisen-Nickel-Legierungen für magnetoelastische Meßgeräte erreicht.

E. Justi, Turbulent wassergekühlte Hochleistungs-Elektromagneten. I. (23 Spalten, 8 Figuren.) Eingegangen am 19. Juli 1944.

Zusammenfassung

Es wird ein Elektromagnet beschrieben, dessen röhrenförmige Wicklung an das stark verwirbelt durchströmende Kühlwasser bis zu 9800 kcal/m² h Grad Kühlleistung abzugeben vermag, wodurch sich eine sehr hohe Erregerstromdichte anwenden läßt. Die theoretische Kritik des Hopkinsonverfahrens der Erregungswicklungsberechnung läßt die Bewertung nach Amperewindungen schlechthin ablehnen und lehrt zwischen geometrisch wirksamen Windungen unterscheiden. Beide Gesichtspunkte zusammen führen zur Verminderung der Wicklung auf wenige geometrisch begünstigte Erregerwindungen, auf die die gesamte Erregerenergie mit hoher Stromdichte konzentriert wird. Dieser Wicklungsform angemessen ist ein aus zwei Topfmagneten zusammengesetztes Eisen- bzw. Ferrokobaltjoch; Polschuh und Polkern sind zu einem gemeinsamen Kegel von $2 \times 45°$ zusammengezogen, das geringe magnetische Streuung und optimale Raumerfüllung durch die *Cu*-Röhre ermöglicht. Das Außenjoch ist zur Unterdrückung des Streuflusses bis auf wenige Öffnungen vollständig geschlossen und so dimensioniert, daß es sich bei Höchstlast in der Maximalpermeabilität befindet. Glasseidenisolation beanspruchte wenig Raum und ist fest gegen Durchschlag bei plötzlichem Ausschalten der Erregung.

Von drei verschieden großen Modellen vermag das größte, später ausführlich zu beschreibende dank der turbulenten Kühlmethode bei nur 320 kg Gewicht 300 kW Höchstlast aufzunehmen, das Doppelte wie der Uppsalamagnet von 35000 kg Gewicht.

Das hier beschriebene kleinste Modell von 85 kg Gewicht ist ohne Kühlwasseranzapfung mit 6 kW bei 3 Anzapfungen mit 16 kW belastbar; seine Polspaltinduktions-, Erregerstromkurve $B_{\text{Spalt}} = f(I)$ übertrifft mit steigender Belastung die bisher bekannten wesentlich schwereren Magneten beträchtlich. So liefert der neue Magnet im $d = 5$ [mm] weiten Spalt von 10 mm Durchmesser z. B. bei $i = 40000$ [Amp.W] $B_{\text{Spalt}} = 3{,}55$ [Volt.sec/M²] (35500 Gauss) gegenüber nur $B_{\text{Spalt}} = 2{,}67$ bei dem bisher verbreitetsten Magneten, dem 320kg Weißmagneten. Im Gebiet, wo andere Magnete schon ausgesprochen gesättigt erscheinen, steigt seine $B_{\text{Spalt}} = (I)$-Kurve noch merklich an und überschreitet $B_{\text{Spalt}} = 4$ [Volt.sec/M²] bei $i = 58000$ [Amp.W]. Er übertrifft noch bei $d = 10$ [mm] die Induktion des kleinen Weißmagneten bei $d = 5$ [mm] Spaltweite.

Äußerlich ist der neue Magnet durch verschiedene praktische Maßnahmen, wie z. B. seine Speisung über Stufentransformator und Trockengleichrichter aus dem Drehstromnetz gekennzeichnet.

In einem Anhang erläutert W. Fritz die Anwendung der Nusselt-Kraussoldtschen Theorie des turbulenten Wärmeüberganges auf das Problem der wirksamen Abführung der Stromwärme in Elektromagneten und führt die Berechnung an einigen praktischen Beispielen für die hier beschriebenen Konstruktionen durch.

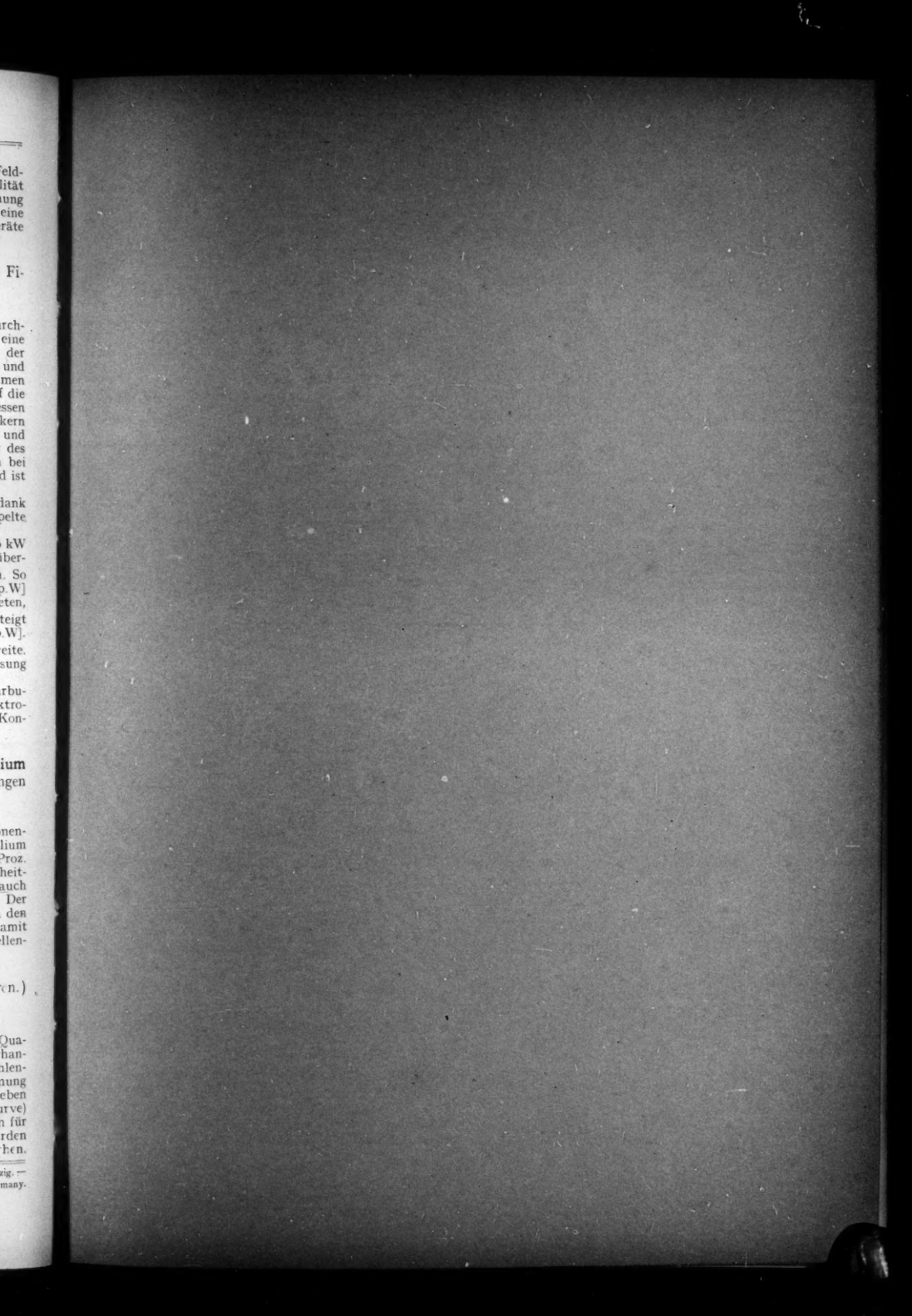
F. G. Houtermans und I. Bartz, Über die Ausbeute des $(n, 2n)$-Prozesses an Beryllium mit Neutronen einer natürlichen $(Rn\,\alpha + Be)$-Quelle. (12 Spalten, 2 Figuren.) Eingegangen am 28. Juli 1944.

Zusammenfassung

Durch Messung der Dichteverteilungskurve langsamer Neutronen in Wasser und mit dem Neutronenintegrator wurde der beim Durchgang von Primärneutronen einer $(Rn\,\alpha + Be)$-Quelle durch Beryllium einer effektiven Schichtdicke von 3,15 g/cm² erzielte Neutronenüberschuß zu 61,3 Proz. bzw. 58,1 Proz. der Gesamtzahl der Primärneutronen bestimmt. Bei Annahme eines Exponentialgesetzes mit einheitlichem Absorptionskoeffizienten des $(n,2n)$-Prozesses ergibt sich der über alle Primärneutronen, auch die unterschwelligen, gemittelte Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses zu $\bar{\sigma} = 4{,}3 \pm 0{,}2 \cdot 10^{-24}$ cm². Der wahre mittlere Wirkungsquerschnitt des Prozesses für diejenigen Primärneutronen, die tatsächlich den Prozeß auslösen, muß daher mindestens 25—200 Proz. höher liegen, als der angegebene Wert und damit gleich oder sogar größer als die quantenmechanisch mögliche, durch das Quadrat der de Broglie-Wellenlänge der Primärneutronen gegebene obere Grenze.

J. Fischer, Zur Darstellung der Verhältnisse bei Dauermagneten. (25 Spalten, 8 Figuren.) Eingegangen am 7. August 1944.

Zusammenfassung

Es ist ein Näherungsverfahren bekannt, um den Punkt auf der Magnetisierungskurve im II. Quadranten zu finden, der die günstigsten Verhältnisse bei remanenten Magneten bestimmt. An vorhandenen experimentell aufgenommenen Magnetisierungskurven wird die Güte der Näherung zahlenmäßig geprüft. Bemerkungen über die üblichen Einheiten werden angeschlossen. Für die Bestimmung der günstigsten Verhältnisse bei permanenten (stabilen) Magneten wird untersucht, welche Rolle neben den permanentmagnetischen Zustandskurven die Magnetisierungskurve (äußerste Hysteresiskurve) spielt. Der Ersatz der Magnetisierungskurven durch Hyperbeln wird näher betrachtet, Folgerungen für die Permeabilität verschiedener Definitionen, die Energiedichte im Luftspalt und im Magneten werden gezogen. Die permanente Zustandskurve wird mit der sie umhüllenden lanzettartigen Schleife verglichen.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig. — Druck: Bibliographisches Institut AG. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany.